

Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
Міністерство освіти і науки України

Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
Міністерство освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Нижника Олександра Ігоровича

УДК 681.8

ДИСЕРТАЦІЯ

Випромінювання гідроакустичних сигналів планарними антенними решітками,
утвореними із циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів

05.09.08 – Прикладна акустика та звукотехніка

Електрична інженерія

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук.

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів
і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

(підпис, ініціали та прізвище здобувача)

Науковий керівник Лейко Олександр Григорович, д.т.н., проф.

Київ - 2018

АНОТАЦІЯ

Нижник О.І. Випромінювання гідроакустичних сигналів планарними антенними решітками, утвореними із циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів. - На правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук за спеціальністю 05.09.08 - прикладна акустика та звукотехніка. - Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», МОН України, Київ, 2018.

Дисертація присвячена розробці теоретичних засад проектування та розрахунку планарних гідроакустичних антенних решіток, що складаються з циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів в постановці задач стаціонарної гідроелектропружності та математичної фізики відносно випромінювання ними гідроакустичних сигналів з урахуванням взаємодії електричних, механічних та акустичних полів та практичній реалізації цих засад. Розроблені методи дозволяють системно врахувати вплив конструктивних характеристик решіток та перетворювачів у їх складі на їх фізичні поля, які взаємодіють між собою при випромінюванні сигналів.

Автором проведено аналіз конструктивних особливостей побудови планарних антен, що складаються з циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів. До них належать склад п'єзокерамічного матеріалу, з якого виготовлено активні елементи перетворювачів, тип використаної поляризації та характер її організації, фізичні розміри перетворювача, тип конструктивного виконання перетворювача та тип заповнення внутрішнього середовища перетворювача. Розглянуто фізичні моделі планарної антени та перетворювачів, що входять до її складу. Відповідно до розглянутих конструкцій розроблена розрахункова модель планарної антени та вибрано методи розв'язку задач визначення фізичних полів, які приймають участь в процесі роботи антени.

На основі розроблених моделей з використанням методу зв'язаних полів в багатозв'язних областях шляхом розв'язку наскрізних задач випромінювання гідроакустичних сигналів планарними антенними решітками, утвореними із

циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів, автором одержані аналітичні співвідношення для опису електричних, механічних та акустичних полів решіток та їх перетворювачів силової та компенсованої конструкцій. В частині акустичних полів: розподіл амплітуд звукових тисків в ближній зоні антенної решітки; характеристики напрямленості антенних решіток та інші параметри, які дозволяють оцінити технічні характеристики антени, що проектується. В частині механічних полів: частотні та кутові залежності амплітуд та фаз радіальної та окружної коливальних швидкостей для кожного випромінювача решітки та мод їх коливань. В частині електричних полів: частотні залежності збуджуючого електричного струму та вхідних електричних опорів перетворювачів.

Особлива увага приділена врахуванню взаємодії цих полів в процесі перетворення антенною решіткою електричної енергії в механічну та з механічної в акустичну, взаємодії перетворювачів в решітці між собою по акустичному полю, реакції зовнішнього та внутрішніх середовищ перетворювачів на збудження в них акустичних полів та залежність всіх перерахованих факторів від конкретних геометричних, фізичних та хвильових властивостей конструкцій решіток та перетворювачів у їх складі, а саме: в частині антенних решіток - кількість перетворювачів у складі решітки та відстані між ними; в частині циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів - тип конструктивного виконання, тип внутрішнього заповнення, геометричні розміри, тип п'єзокерамічного матеріалу та тип його поляризації.

Для планарних антенних решіток та циліндричних перетворювачів у їх складі проведено чисельні експерименти та виконано системні дослідження властивостей електричних, механічних та акустичних полів та зв'язку між ними. Встановлено якісні і кількісні закономірності впливу на фізичні поля геометричних, фізичних та хвильових характеристик елементів конструкцій планарних антенних решіток. Проведено аналіз отриманих в ході чисельних експериментів результатів та дана їх фізична інтерпретація.

Автором було проведено експериментальні дослідження. Співставлення отриманих експериментальним шляхом результатів з розрахованими дозволяє

зробити висновок, що розроблене в роботі розрахункове забезпечення проектування планарних антенних решіток, утворених із циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів, відповідає реаліям досліджуваних антен.

Встановлено та досліджено ряд нових фізичних властивостей планарних антенних решіток, обумовлених взаємодією як фізичних полів різної природи, так і взаємодією перетворювачів у складі решітки за акустичним полем.

Виявлена суттєва зміна механічних полів циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів при роботі їх у складі планарної решітки, порівняно з одиночним перетворювачем, в частині появи в них окрім нульової, наступних мод коливань і ефективного перерозподілу між ними енергії, яка «закачується» в перетворювачі решітки на нульовій моді коливань. Це обумовлено взаємодією перетворювачів між собою при роботі у складі антенної решітки, внаслідок якої при радіальній симетрії електричного навантаження відбувається порушення радіальної симетрії радіаційного навантаження перетворювачів. Це порушення зумовлено плоскою формою випромінюючої поверхні антенної решітки, при якій різні випромінювачі антенної решітки по-різному навантажуються реакцією оточуючого середовища на збудження в ньому звукових хвиль та взаємодією між собою по акустичному полі, обумовленого багатократним обміном випромінювачами в антенній решітці випромінюваними та розсіяними (відбитими) хвилями.

Виявлено розширення спектру власних резонансних частот акустичних полів антенних решіток, обумовлене виникненням в механічних полях циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів мод коливань, наступних за нульовою, які, в свою чергу, виникають внаслідок порушення радіальної симетрії радіаційного навантаження. При цьому в області низьких частот з'являються додаткові резонанси, кількість яких збільшується при збільшенні кількості перетворювачів в решітці.

Встановлено закономірності формування електричних полів перетворювачів у складі антенних решіток. До них належать залежність керування електричними струмами перетворювачів антенних решіток в їх зовнішніх ланцюгах від області робочих частот та зміна і умови змін характеристик поведінки активних та реактивних

складових електричних опорів перетворювачів у складі решіток в частотних областях.

Визначено умови, при яких можливо отримати ефективне випромінювання гідроакустичних сигналів на частотах набагато нижчих від власних резонансних частот оболонок циліндричних перетворювачів.

Виявлені ефекти та визначено умови їх виникнення, що призводять до погіршення енергетичної ефективності планарних антенних решіток та можуть суттєво ускладнювати узгодженість перетворювачів у складі решіток із збуджуючими їх електронними генераторами.

Створені можливості при виконанні проектних робіт по планарним антенним решіткам здійснювати пошук найбільш раціональних шляхів їх побудови завдяки виконанню розрахунків кількісних значень параметрів електричних, механічних та акустичних полів перетворювачів решіток в залежності від їх конкретних конструкційних характеристик.

Отримані автором результати дозволяють виконувати розрахунки кількісних значень параметрів механічних, акустичних та електричних полів планарних антенних решіток, утворених із циліндричних перетворювачів в залежності від параметрів та характеристик конкретних елементів виконання їх конструкцій.

Це в свою чергу дозволяє розрахувати електричні елементи в схемах заміщення п'єзокерамічних випромінювачів при проектних роботах по узгодженню електронних генераторів з випромінювачами в випромінюючих трактах гідроакустичної апаратури.

Результати дисертаційної роботи впроваджено в Державному підприємстві «Київський науково-дослідний інститут гідроприладів» при виконанні розрахунків звукових полів циліндричних випромінювачів по контракту та розрахунків звукових полів антенних решіток судових станцій та в навчальному процесі НТУУ «КПІ ім. Ігоря Сікорського».

Ключові слова: гідроакустична антена, планарна антенна решітка, фізичні поля, випромінювання гідроакустичних сигналів, циліндричний п'єзокерамічний перетворювач, конструктивні особливості.

SUMMARY

Nyzhnyk O.I. Radiation of hydroacoustic signals by planar antenna arrays formed from cylindrical piezoceramic transducers. - Manuscript.

The dissertation for a candidate of technical science degree in the specialty 05.09.08 Applied Acoustics and Audio Engineering. - National Technical University of Ukraine “Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute”, Ministry of Education and Science of Ukraine, Kyiv, 2018.

Given dissertation is devoted to the development of theoretical principles for the design and calculation of planar hydroacoustic antenna arrays consisting of cylindrical piezoceramic transducers in the formulation of the problems of stationary hydroelectroplasticity and mathematical physics with respect to the radiation of hydroacoustic signals by such type of antennas taking into account the interaction of electric, mechanical and acoustic fields and the practical realization of these principles. The developed methods allow systematically to take into account the influence of the structural characteristics of the planar sonar arrays and transducers in their composition on their physical fields, which interact with each other at the emission of hydroacoustic signals.

The design features of the construction of planar sonar arrays consisting of cylindrical piezoceramic transducers was analyzed by author. These include the composition of the piezoceramic material from which the active elements of the transducers are made, the type of polarization which was used and the nature of its organization, the physical dimensions of the transducer, the type of design of the transducer, and the type of filling the internal environment of the transducer. The physical models of the planar sonar arrays and the transducer included in it are considered. In accordance with the considered designs, the computing model of the planar sonar array and the methods for solving the tasks of determining the physical fields that take part in the process of antenna operation were developed.

On the basis of developed models using related fields method in the multiply coupled domains to solve tasks of emitting signals by planar sonar arrays formed from cylindrical piezoceramic transducers, the author obtained analytical expressions for the description of

electric, mechanical and acoustic fields of planar sonar arrays and their transducers of power and compensated design. In the part of acoustic fields: the distribution of amplitudes of sound pressure in the near-range sonar array; characteristics of the beam pattern of the antenna arrays and other parameters that allow us to assess the technical characteristics of the projected antenna. In the part of mechanical fields: frequency and angle dependences of amplitudes and phases of radial and circumferential oscillation velocities for each transducer and modes of their oscillations. In the part of electric fields: the frequency dependence of the exciting electric current and the input electrical resistance of the transducers.

Particular attention is paid to the consideration of the interaction of these fields in the process of transforming electric energy into mechanical and mechanical to acoustic by sonar array, interaction of transducers in the array with each other by acoustic field, the reaction of the external and internal media of the converters to the excitation of acoustic fields in them and the dependence of all of these factors from specific geometric, physical and wave properties of sonar arrays designs and transducers in their composition, namely: in the part of sonar arrays - the number of converters in the array and the distance between them; in the part of cylindrical piezoceramic transducers - the type of design, the type of internal filling, the geometric dimensions, the type of piezoceramic material and the type of its polarization.

Numerical experiments were carried out for planar antenna arrays and cylindrical transducers in their composition and systematic studies of the properties of electric, mechanical and acoustic fields and their connection between them were performed. Qualitative and quantitative laws of influence on physical fields of geometric, physical and wave characteristics of elements of structures of planar antenna arrays are established. An analysis of the results obtained during the numerical experiments is carried out and their physical interpretation was given.

The author carried out experimental research. Comparison of the of experiments results with the calculated ones allows us to conclude that the computing support of the design of planar sonar arrays formed from cylindrical piezoceramic transducers, developed in the work, corresponds to the realities of the studied antennas.

A number of new physical properties of planar sonar arrays, determined by the interaction of both physical fields of different nature, and the interaction of the transducers in the arrays by the acoustic field, were established and investigated.

A significant changes in the mechanical fields of cylindrical piezoceramic transducers during their operation as part of the planar sonar array, in compare with the single converter, was revealed in the part of the appearance of non-zero, subsequent modes of oscillation in them and an efficient redistribution of energy between them, which is "pumped" into a transducers of the array to zero mode oscillation. This is caused by the interaction of the transducers with each other when working in the antenna array, which results in a violation of the radial symmetry of the radiation load of the radiators when the radial symmetry of the electric load is used. This violation is caused by the flat form of the radiation surface of the planar sonar array, in which various emitters of the planar sonar array are loaded variously by the reaction of the surrounding medium to the explosions in it of sound waves and the interaction between them in the acoustic field caused by the multiple exchange of emitters in planar sonar arrays by radiated and scattered (reflected) waves. Studies have shown that the degree of these changes depends on the quantitative distribution of the energy of the zero mode between the higher modes of oscillation, which, in turn, depends on the above-mentioned characteristics of the constructive execution of both the transducers of the planar sonar array and the array itself.

The expansion of the spectrum of the resonant self frequencies of the acoustic fields of the planar sonar arrays is revealed due to the appearance in the mechanical fields of cylindrical piezoceramic transducers modes of oscillation higher then zero mode, which, in turn, arise as a result of violation of the radial symmetry of the radiation load. In this case, in the region of low frequencies there are additional resonances, the number of which increases with the increase in the number of transducersers in the planar sonar array.

The regularities of formation of electric fields of converters in the structure of sonar antenna arrays are established. These include the dependence of the control of electric currents of antenna array transducers in their external circuits on the region of operating

frequencies and changes in the behavior of the behavior of the active and reactive components of electrical resistance of the transducers in the planar sonar array in frequency domain.

Conditions in which it is possible to obtain effective radiation of hydroacoustic signals at frequencies much lower than own resonant frequencies of shells of cylindrical transducers were determined.

The effects, which leads to deterioration of energy efficiency of planar antenna arrays and can substantially complicate the convergence of transducers in the array with connected to them electronic generators revealed and conditions of their occurrence are determined.

The ability to perform design work on planar antenna arrays has been created to search for the most rational ways of their construction by performing calculations of the quantitative values of the parameters of electric, mechanical and acoustic fields of designed planar sonar arrays and transducers in their composition, depending on their specific design characteristics.

The results obtained by the author allow to calculate the quantitative values of the parameters of the mechanical, acoustic and electric fields of planar antenna arrays formed from cylindrical piezoceramic transducers, depending on the parameters and characteristics of the concrete elements of their designs.

This, in turn, allows to calculate the electrical elements in the schemes of substitution of piezoceramic transducers in design work for the coordination of electronic generators with transducers in radiating circuits of hydroacoustic equipment.

The results of the dissertation work were introduced at the State Enterprise "Kyiv Research Institute of Hydrodevices" when performing calculations of sound fields of cylindrical emitters and calculations of sound fields of antenna arrays of court stations and in the educational process in Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute.

Keywords: sonar, planar antenna array, physical fields, hydroacoustic signal emittance, cylindrical piezoceramic transducer, related fields method, design features.

Список публікацій

1. А. Г. Лейко и А. И. Нижник, «Физические поля планарных гидроакустических антенн, образованных из цилиндрических пьезокерамических излучателей», *Электроника и связь*, №2, С.100-106, 2015. *Особистий внесок здобувача полягає в постановці задачі (Index Copernicus).*
2. А. Г. Лейко, А. И. Нижник и Н. В. Богданова, «Особенности электромеханического преобразования энергии цилиндрическим пьезокерамическим излучателем в составе системы излучателей», *Българско списание за инженерно проектиране*, С. 15-21, Апрель 2016. *Особистий внесок здобувача полягає в постановці задачі, проведенні розрахунків параметрів механічних полів антени та їх аналізі (іноземне видання, Болгарія, Технічний університет Софії)*
3. А. Г. Лейко, А. И. Нижник, Н. Д. Гладких и Я. И. Старовойт, «Электрические свойства цилиндрических пьезокерамических излучателей силовой и компенсированной конструкции с окружной поляризацией», *Электроника и связь*, № 3, С. 62-72, 2014. *Особистий внесок здобувача полягає в проведенні розрахунків параметрів електричних полів антени та їх аналізі (Index Copernicus).*
4. А. Г. Лейко, А. И. Нижник и И. В. Кандрачук, «Механические поля цилиндрических пьезокерамических излучателей силовой конструкции, образующих планарные гидроакустические антенны», *Электроника и связь*, № 6, С. 42-50, 2015. *Особистий внесок здобувача полягає в проведенні розрахунків параметрів механічних полів антени та їх аналізі (Index Copernicus).*
5. А. Г. Лейко, А. И. Нижник и Я. И. Старовойт, «К вопросу об излучении звука цилиндрическими пьезокерамическими преобразователями различной конструкции», *Электроника и связь*, № 1, С. 81-94, 2014. *Особистий внесок здобувача полягає в постановці задачі (Index Copernicus).*
6. А. Г. Лейко, А. И. Нижник и Я. И. Старовойт, «Звуковые поля пьезокерамических излучателей с различным пьезоэффектом», *Электроника и*

- связь, № 5, С. 50-55, 2013. *Особистий внесок здобувача полягає в проведенні розрахунків параметрів акустичних полів випромнювачів та їх аналізі (Index Copernicus).*
7. А. Г. Лейко, А. И. Нижник и Я. И. Старовойт, «Акустические свойства цилиндрических пьезокерамических излучателей силовой и компенсированной конструкции с продольным и поперечным пьезоэффектом», *Электроника и связь*, № 6, С. 62-73, 2013. *Особистий внесок здобувача полягає в проведенні розрахунків параметрів акустичних полів перетворювачів та їх аналізі (Index Copernicus).*
8. А. И. Нижник и А. Г. Лейко, «Частотные характеристики электрических полей цилиндрических пьезокерамических излучателей в составе плоских систем», *Журнал нано- та електронної фізики*, т.8, №4, С.4012-4018, 2016. *Особистий внесок здобувача полягає в проведенні розрахунків параметрів електричних полів антени та їх аналізі (SCOPUS).*
9. Д. А. Дерепя, О. Г. Лейко, Я. И. Старовойт, О. И. Нижник, З. Т. Гусак, А. В. Косяновський, О. О. Расстригин, С. М. Розгонаев, И. В. Аверичев и Ю. Я. Меленко, «Цилиндрический гидроакустический перетворювач». Україна. Патент на корисну модель №99064, 12.05.2015. *Особистий внесок здобувача полягає у проведенні патентних досліджень та розробці опису винаходу.*
10. Д. А. Дерепя, О. Г. Лейко, О. И. Фалеев, Я. И. Старовойт, О. И. Нижник и З. Т. Гусак, «Активно-пассивная система «Гидроакустическая станция – надводный корабель»». Україна. Патент на корисну модель №100428, 27.07.2015. *Особистий внесок здобувача полягає у проведенні патентних досліджень та розробці опису винаходу.*
11. Д. А. Дерепя, О. Г. Лейко, А. О. Куцак, А. М. Кацан, О. С. Ісаєнко, О. М. Коньок, О. О. Кочарян, О. И. Джаназян, Я. И. Старовойт, О. И. Нижник и З. Т. Гусак, «Направленный цилиндрический гидроакустический перетворювач». Україна. Патент на корисну модель №99634, 10.06.2015. *Особистий внесок здобувача полягає у проведенні патентних досліджень, моделюванні та розробці опису*

винаходу.

12. О. Є. Павлюк, Г. Д. Липовецька, Є. В. Карпенко, В. Ю. Соловей, В. С. Коцюба, О. В. Смідович, Р. О. Зацерковський, О. І. Нижник, О. С. Гурін, Ю. Я. Меленко и В. В. Білоус, «Позиційна шумопеленгаторна станція». Україна. Патент на корисну модель №105308, 01.03.2016. *Особистий внесок здобувача полягає у проведенні патентних досліджень, моделюванні та розробці опису винаходу.*
13. А. Г. Лейко, А. И. Нижник, "Информационные проблемы теории акустических, радиоэлектронных и телекоммуникационных систем IPST-2013". Тези доповідей на II науково-технічній конференції, *«Излучение звука цилиндрическим пьезокерамическим преобразователем, расположенным в кольцевом слое материала с произвольной жесткостью отдельных участков»*, С. 16, Алушта, 2013.
14. А. И. Нижник. "КОНСОНАНС 2015". Тези доповідей акустичного симпозиуму. *«Физические поля планарных гидроакустических антенн, образованных из цилиндрических пьезокерамических излучателей с радиальной поляризацией»*, С. 158-163, Київ, 2015.
15. О. І. Нижник. "Електроніка 2013". Тези доповідей на VI міжнародній науково-технічній конференції молодих вчених. *«Излучение звука водозаполненным цилиндрическим преобразователем с поперечным пьезоэффектом»*, С. 25-28, Київ, 2013.
16. О. І. Нижник. "Електроніка 2016". Тези доповідей на IX міжнародній науково-технічній конференції молодих вчених. *«Механические поля водозаполненных цилиндрических пьезокерамических излучателей, образующих планарные гидроакустические антенны»*, С. 16-19, Київ, 2016.
17. О.І. Нижник, "Проблемні питання розвитку озброєння та військової техніки." Тези доповідей на V науково-технічній конференції, *«О расчете параметров плоских антенкорабельных гидроакустических станций, образованных из пьезокерамических преобразователей»*, С. 235-237, Київ, 2014.

18. О.І. Нижник, "Проблеми координації воєнно-технічної та оборонно-промислової політики в Україні. Перспективи розвитку озброєння та військової техніки." Тези доповідей на IV міжнародній науково-практичній конференції, *«О возможности снижения спектра планарных антенн в область низких частот»*, С.334-335, Київ, 2016.
19. О. І. Нижник, Н. Д. Гладкіх, Д. С. Маслов, З. Т. Гусак, Я. І. Старовойт, А. О. Святненко, "Проблемні питання розвитку озброєння та військової техніки". Тези доповідей на VI науково-технічній конференції, *«Станція пошуку плавців-диверсантів»*, Київ, 2015. *Внесок здобувача полягає в проведенні математичного моделювання.*

ЗМІСТ

ВСТУП.....	17
1 Теоретичні основи розрахунків фізичних полів плоских безекраних гідроакустичних антен, утворених із циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів.....	23
1.1 Конструктивні особливості плоских безекраних гідроакустичних антен, які потрібно враховувати при визначенні фізичних полів антен..	23
1.2 Відображення особливостей конструкцій плоских безекраних гідроакустичних антен в розрахункових моделях. Вибір методу розв'язку задачі випромінювання.....	29
1.3 Розв'язок задачі визначення фізичних полів плоских гідроакустичних антен, утворених із циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів силової та компенсованої конструкцій з окружною поляризацією.....	34
1.4 Розв'язок задачі визначення фізичних полів плоских антен, утворених із циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів силової та компенсованої конструкцій з радіальною поляризацією.....	44
Висновки до розділу 1.....	46
2 Властивості механічних полів плоских безекраних гідроакустичних антен в залежності від особливостей конструктивного виконання антен та їх елементів.....	47
2.1 Параметри досліджуваних механічних полів.....	47
2.2 Властивості механічних полів плоских антен, утворених із п'єзокерамічних перетворювачів силової конструкції.....	51
2.3 Властивості механічних полів плоских антен, утворених із п'єзокерамічних перетворювачів компенсованої конструкції.....	66
2.4 Властивості механічних полів плоских антен в залежності від складу застосованої в конструкції п'єзокераміки та її поляризації.....	74
2.5 Властивості механічних полів плоских антен в залежності від конструкційних розмірів антен та їх елементів.....	83
Висновки до розділу 2.....	102

3	Властивості акустичних полів плоских безекраних гідроакустичних антен в залежності від особливостей конструктивного виконання антен та їх елементів.....	104
3.1	Параметри досліджуваних акустичних полів.....	104
3.2	Властивості акустичних полів плоских антен, утворених із циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів силової конструкції.....	109
3.3	Властивості акустичних полів плоских антен, утворених із циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів компенсованої конструкції.....	121
3.4	Властивості акустичних полів плоских антен в залежності від складу застосованої в конструкції п'єзокераміки та її поляризації.....	130
3.5	Властивості акустичних полів плоских антен в залежності від конструкційних розмірів антен та їх елементів.....	139
3.6	Експериментальні дослідження акустичних полів плоских безекраних гідроакустичних антенних решіток.....	156
	Висновки до розділу 3.....	158
4	Властивості електричних полів плоских безекраних гідроакустичних антен в залежності від особливостей конструктивного виконання антен та їх елементів.....	161
4.1	Параметри досліджуваних електричних полів.....	161
4.2	Властивості електричних полів плоских антен, утворених із циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів силової конструкції....	169
4.3	Властивості електричних полів плоских антен, утворених із циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів компенсованої конструкції.....	179
4.4	Властивості електричних полів плоских антен в залежності від складу застосованої в конструкції п'єзокераміки та її поляризації.....	187
4.5	Властивості електричних плоских антен в залежності від конструкційних розмірів антен та їх елементів.....	195
	Висновки до розділу 4.....	207

Висновки.....	210
Список використаних джерел.....	213
Додаток 1.....	226
Додаток 2.....	227

ВСТУП

Обґрунтування теми дослідження. Планарні гідроакустичні антенні решітки знайшли широке застосування в практичній гідроакустиці. Як і інші гідроакустичні антени, вони виконують дві функції – функцію перетворення електричної енергії в механічну, а потім в акустичну в режимі випромінювання і функцію формування акустичного поля в оточуючих середовищах.

Складність сумісного математичного опису процесів, пов'язаних з цими двома функціями, і відсутність довгий час необхідних розрахункових моделей планарних антенних решіток обумовили необхідність розвитку аналітичних підходів до кожної з цих функцій окремо. При цьому необхідним елементом зв'язку між ними було задання значень коливальних швидкостей поверхонь перетворювачів антен. В розрахунковому плані такий підхід дозволив в деталях врахувати при описі другої функції антенної решітки вплив такого важливого фізичного явища при формуванні акустичного поля решіток як взаємодії їх перетворювачів по цьому полю, обумовленої багатократним перевідбиттям звукових хвиль, випромінюваних перетворювачами, від елементів решіток. Такий підхід був розвинутий в роботах Карновського М.І., Грінченка В.Т., Вовка І.В., Лейка О.Г., Шендерова Є.Л., Смаришева М.Д. та ін.

Суттєвим недоліком описаного підходу є те, що завдання сталих значень коливальних швидкостей на поверхнях перетворювачів принципово виключає можливість їх змін внаслідок змін акустичного поля решіток, обумовлених взаємодією по цьому полю їх перетворювачів. А оскільки в реалізації функції перетворення енергії перетворювачами решітки акустичні, механічні і електричні поля є пов'язаними між собою, наведені обставини є причиною того, що рівні всіх фізичних полів реальних антенних решіток суттєво відрізняються від розрахованих з використанням ідеалізованого підходу.

З метою усунення вказаних розбіжностей між розрахунковими і реальними параметрами антенних решіток в останні роки основні зусилля були направлені на розробку таких підходів до розрахунків антен, при яких в режимі випромінювання гідроакустичних сигналів для заданих рівнів електричного збудження

перетворювачів антенних решіток можливо розрахувати рівні всіх фізичних полів, що приймають участь у перетворенні електричної енергії в акустичну і формуванні останньої в оточуючих середовищах. Ці підходи базуються на строгих методах розв'язку задач, в яких зв'язані поля діють в багатозв'язних областях. Розробці підходів, в яких функції в одиночних перетворювачах по перетворенню енергії і формуванню акустичних полів в оточуючих середовищах пов'язані між собою, значну увагу приділили Грінченко В.Т., Гузь О.М., Бабаєв А.Е., Вовк І.В., Кубенко В.Д., Лейко О.Г., Маципура В.Т., Петрищев О.М., Улітко А.Ф., Aronov B., Ebenezer D., Jim O., Ramesh R. та ін. В той же час розробці методів розрахунку антенних решіток, утворених із циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів, з урахуванням суттєвого впливу багатопланових особливостей їх конструктивного виконання на перетворення енергії і формування полів антенами приділялось мало уваги. Певні результати в цьому напрямку отримані Коржилом О.В. Тому розробка розрахункового забезпечення проектування планарних антен, в якому враховується взаємодія їх основних фізичних полів та вплив цих полів на параметри антенних решіток, є актуальною для практичної гідроакустики.

Зв'язок роботи з науковими планами, програмами, темами. Дисертаційну роботу виконано на кафедрі акустики та акустoeлектроніки Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського» в рамках науково-дослідної роботи «Сучасні завдання гідроелектропружності» (№ державної реєстрації 0113U008184) та держбюджетної НДР «Розробка широкосмугового акустичного ехоспектрометра та нової ефективної програми універсального аудіологічного скринінгу новонароджених» (№ державної реєстрації 0116U003795).

Мета і завдання дослідження. Метою роботи є розробка теоретичних засад проектування планарних антенних решіток, утворених із циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів, з урахуванням взаємодії електричних, механічних і акустичних полів в процесі перетворення енергії і акустичних полів перетворювачів в процесі формування акустичного поля решіткою та практична реалізація цих засад.

Для досягнення цієї мети необхідно знайти розв'язок наступних завдань:

1. Розробка розрахункових моделей планарних антенних решіток, утворених із циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів, з урахуванням особливостей виконання їх конструкцій;

2. Розвиток на основі методу зв'язаних полів в багатозв'язних областях ефективних підходів до розробки аналітичних співвідношень для визначення фізичних полів планарних антенних решіток та перетворювачів у їх складі з урахуванням конкретних геометричних розмірів, фізичних та хвильових властивостей елементів їх конструкцій.

3. Систематизовані дослідження з використанням одержаних розв'язків властивостей механічних, електричних та акустичних полів перетворювачів у складі решіток і вивчення закономірностей їх змін в залежності від характеристик конструкцій перетворювачів і решіток.

4. Експериментальне підтвердження адекватності запропонованих моделей і відповідності розрахункових значень параметрів реальним значенням планарних антенних решіток.

5. Фізична інтерпретація встановлених закономірностей і розробка на його основі конкретних рекомендацій по проектуванню планарних антенних решіток.

Об'єкт дослідження – процеси взаємного перетворення електричної, механічної та акустичної енергій циліндричними п'єзокерамічними перетворювачами у складі планарних антенних решіток та взаємодії перетворювачів в решітках по акустичному полю при формуванні решітками акустичних полів.

Предмет дослідження – планарні антенні решітки, утворені із циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів.

Методи дослідження. При виконанні досліджень використані методи постановки та розв'язку задач стаціонарної гідроелектропружності та математичної фізики: зокрема, це метод зв'язаних полів в багатозв'язних областях, метод часткових областей, метод розв'язку нескінченних систем лінійних алгебраїчних рівнянь та ін. Зокрема, методом зв'язаних полів в багатозв'язних областях розв'язані наскрізні задачі випромінювання звуку решітками п'єзокерамічних перетворювачів;

метод часткових областей використано при одержанні співвідношень, які описують акустичні, механічні і електричні поля решітки і п'єзокерамічних перетворювачів силової та компенсованої конструкцій; метод розв'язку нескінченних систем лінійних алгебраїчних рівнянь застосовано для одержання чисельних значень шуканих фізичних полів.

Наукова новизна отриманих результатів.

1. Вперше запропоновані нові розрахункові моделі, на їх основі строгими методами визначені аналітичні співвідношення для фізичних полів решіток та циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів у їх складі.

2. З використанням методу зв'язаних полів в багатозв'язних областях шляхом вирішення задачі випромінювання гідроакустичних сигналів планарними антенними решітками, утвореними із циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів, одержані аналітичні співвідношення для опису електричних, механічних та акустичних полів решітки.

3. Для планарних антенних решіток, утворених із циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів, вперше виконані систематизовані дослідження властивостей решіток та перетворювачів у їх складі, обумовлені взаємодією електричних, механічних та акустичних полів перетворювачів при перетворенні енергії і взаємодією їх акустичних полів в решітці при формуванні її акустичного поля, в залежності від конструкційних, фізичних та хвильових характеристик решіток та перетворювачів.

4. Врахування зв'язаності фізичних полів при перетворенні енергії і взаємодії п'єзокерамічних перетворювачів в решітці по акустичному полю при його формуванні дозволили вперше встановити для планарних антенних решіток:

- суттєві зміни механічних полів перетворювачів у складі антенних решіток порівняно з одиночними перетворювачами в частині появи в них крім нульової моди, на якій при вибраному способі їх електричного збудження при випромінюванні «закачується» електрична енергія, наступних мод коливань, амплітуди яких порівняні з нульовою і залежать від місць розміщення перетворювачів в решітці, і ефективному перерозподілі енергії між модами;

- появу в спектрі частот акустичного поля решітки в області низьких частот кількох нових власних резонансних частот, значення яких в 3-5 разів менші основної резонансної частоти перетворювачів при порівняній енергетичній ефективності їх і в (7-10) разів менших резонансних смугах;

- закономірності в формуванні електричних полів перетворювачів планарних решіток: зокрема, вплив на керування повним струмом перетворювачів в різних частотних діапазонах різними його складовими; зміну та умови зміни режиму випромінювання енергії окремими перетворювачами у складі решітки в оточуюче середовище на її поглинання із нього.

Практичне значення отриманих результатів полягає в наступному:

- розроблене розрахункове забезпечення надає можливість при виконанні проектних робіт по планарним антенним решіткам здійснювати пошук найбільш раціональних шляхів їх побудови в залежності від їх конкретних конструкційних характеристик;

- визначені умови, за яких можливо отримати ефективне випромінювання гідроакустичних сигналів на частотах, набагато нижчих від власних резонансних частот оболонок циліндричних перетворювачів;

- виявлені ефекти та умови їх виникнення, що призводять до погіршення енергетичної ефективності планарних антенних решіток.

- результати дисертаційної роботи впроваджені в Державному підприємстві «Київський науково-дослідний інститут гідроприладів» при виконанні розрахунків звукових полів циліндричних перетворювачів по контракту №15DMAC/YZD589UA від 28.08.2015 р. з КНР, при виконанні розрахунків звукових полів антенних решіток судових станцій по контракту №НКМС20150821-1 від 01.08.2015 р. з КНР, що підтверджується відповідним актом впровадження. Отримані результати використовуються в навчальному процесі КПІ ім. Ігоря Сікорського при підготовці технічних спеціалістів з акустики, зокрема, по дисциплінам «Електроакустичні перетворювачі» та «Акустичні антени».

Особистий внесок здобувача. В одержанні наукових та практичних результатів, що викладені в дисертаційній роботі, автору належать постановка та

розв'язок задач, проведення чисельних досліджень, систематизований аналіз результатів та їх фізичне трактування. В патентах [55-57] здобувач виконав модельні розрахунки та провів аналіз отриманих результатів, виконав патентні дослідження.

Дисертаційна робота виконана на кафедрі акустики та акустoeлектроніки факультету електроніки Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського» під керівництвом доктора технічних наук, професора Лейко О.Г.

Робота є результатом самостійних досліджень Нижника О.І.

Апробація матеріалів дисертації. Основні положення та результати дисертації обговорювались на:

- акустичному симпозиумі «КОНСОНАНС – 2015», Київ, 2015;

- Міжнародна науково-технічна конференція молодих вчених «Електроніка», Київ, 2013, 2016;

- II Міжнародній науково-технічній конференції «Інформаційні проблеми теорії акустичних, радіoeлектронних та телекомунікаційних систем IPST-2013», Алушта, 2013;

- Міжнародній науково-технічній конференції «Проблемні питання розвитку озброєння та військової техніки», Київ, 2014, 2015;

- IV Міжнародній науково-практичній конференції «Проблеми координації воєнно-технічної та оборонно-промислової політики в Україні. Перспективи розвитку озброєння та військової техніки», Київ, 2016.

Публікації. За темою дисертації опубліковано 19 наукових праць, серед яких 7 статей у наукових фахових виданнях (з них 1 стаття у виданні іноземної держави, 6 у виданнях України, які включені до міжнародних наукометричних баз даних), 4 патенти України, 7 тез доповідей в збірниках матеріалів конференцій та 1 стаття в іншому виданні.

Структура та об'єм дисертаційної роботи. Дисертаційна робота складається зі вступу, чотирьох розділів, висновків, списку використаних джерел та двох додатків. Загальний обсяг роботи становить 229 сторінок, у тому числі 142 сторінок основного тексту, 111 рисунків та списку використаних джерел із 126 найменувань.

РОЗДІЛ 1. ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ РОЗРАХУНКІВ ФІЗИЧНИХ ПОЛІВ ПЛОСКИХ БЕЗЕКРАННИХ ГІДРОАКУСТИЧНИХ АНТЕН, УТВОРЕНИХ ІЗ ЦИЛІНДРИЧНИХ П'ЄЗОКЕРАМІЧНИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ

1.1. Конструктивні особливості плоских безекранних гідроакустичних антен, які потрібно враховувати при визначенні фізичних полів антен

Гідроакустичні антени є одними з найважливіших частин гідроакустичної апаратури різного призначення. Антени різних видів використовуються в таких пристроях як стаціонарні і корабельні гідроакустичні станції, гідроакустичні буї і т.д. Конструкції гідроакустичних антен визначаються головним чином їх призначенням, діапазоном робочих частот та умовами експлуатації.

Головними функціями випромінюючої гідроакустичної антени є процеси перетворення електричної енергії в акустичну та навпаки в прийомних антенах, та формування звукового поля в оточуючих середовищах. Під час перетворення антеною енергії необхідно враховувати існування і взаємодію в кожному з перетворювачів трьох фізичних полів, а саме: електричного, механічного і акустичного. Під час формування звукового поля в оточуючих середовищах потрібно приймати до уваги взаємодію звукових полів окремих перетворювачів в антені, обумовлену багатократним відбиттям випромінюваних кожним перетворювачем звукових хвиль від інших випромінювачів антени, та реакцію середовищ на збудження в них звукових полів. Кількісно ці взаємодії визначаються як конструкцією та характеристиками антени та перетворювачів в її складі, так і характеристиками робочого середовища та характером живлення. Це, в свою чергу, впливає на вихідні характеристики антени та її ефективність. Отже, всі ці фактори мають бути враховані на етапі проектування антен, що дає можливість прорахувати кінцеві параметри антени, виходячи з її призначення, особливостей конструкції, матеріалів та типу живлення. Розглянемо ці фактори більш детально.

Плоскі (планарні) безекранні гідроакустичні антени знайшли широке застосування у корабельній гідроакустиці [54, 88]. Вони розглядаються в якості

одного з варіантів технічної реалізації конформних антен, що розміщуються в корпусі корабля, робоча поверхня яких повторює форму його корпусу, і дозволяють використати значну частину його довжини. Такі антени, зазвичай, виконують у вигляді протяжних решіток (рис. 1.1). На практиці їх формують з окремих секцій, що дозволяє гнучко керувати розмірами та формою антенної решітки. Розвинені розміри гідроакустичних антен з плоскою робочою поверхнею забезпечують можливості рішення завдань, пов'язаних як з виявленням підводних об'єктів в області низьких звукових частот, так і в гідроакустичній навігації з використанням високих частот.

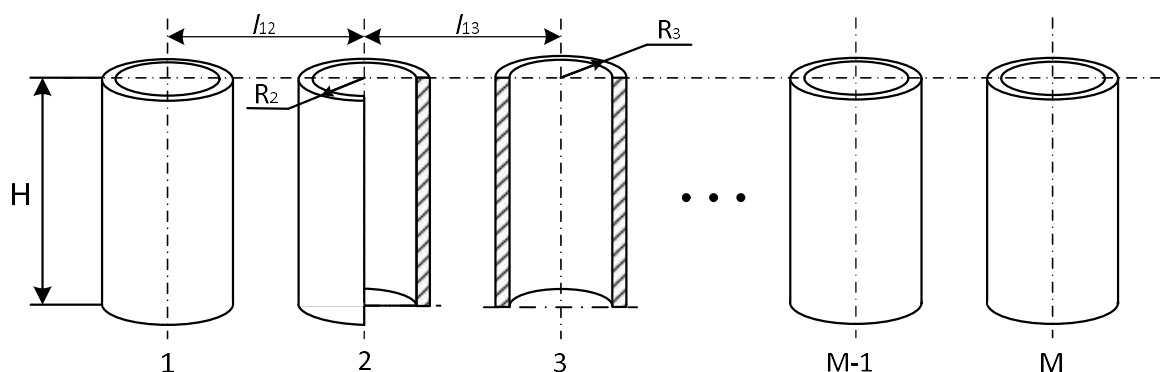


Рис. 1.1. Схема побудови планарної антени у вигляді лінійного масиву циліндричних перетворювачів

Кількість та характер побудови перетворювачів, їх положення у складі антени, відстані між перетворювачами та характер їх електричного живлення визначають характеристики її фізичних полів. При роботі перетворювачів в антені на поле тиску, що створюється кожним перетворювачем решітки в результаті випромінювання акустичних хвиль, накладаються поля, створювані іншими перетворювачами, в результаті чого формується загальне поле акустичного тиску [51]. Отже, окрім тиску, що створюється самим перетворювачем на його поверхню, діє тиск, створюваний сусідніми перетворювачами. У одиночного перетворювача розподіл тиску на поверхні є рівномірним. При роботі його у складі системи ситуація змінюється, оскільки у цьому випадку тиск на поверхні перетворювача є суперпозицією тисків, що створюються всіма перетворювачами у складі системи в результаті багатократного обміну акустичними хвилями між собою. Таким чином розподіл тиску, а значить і акустичного навантаження на поверхні перетворювача

буде нерівномірним і буде залежати від його положення у складі антенної рештки, відстаней до сусідніх перетворювачів та випромінюваних ними потужностей, що впливає як на акустичне поле, так і, в свою чергу, на механічне та електричне поля.

Перетворювачі у складі антени можуть мати різний тип підведення електричного живлення. Вони можуть бути підключені певним чином і працювати від одного генератора або кожен перетворювач може живитись від окремого генератора [98].

Конструкція окремого перетворювача в складі антени залежить від структури коливальної системи, що забезпечує необхідну форму коливань її активного елемента.

Сьогодні, в залежності від характеру організації коливального процесу розрізняють циліндричні перетворювачі, що працюють на поздовжніх коливаннях вздовж окружності, і перетворювачі, які працюють на поперечних коливаннях згину. Збудження коливань першого або другого типу відбувається шляхом комутації електродів перетворювачів [60].

Механічна система циліндричного перетворювача, який працює на поздовжніх коливаннях уздовж окружності, являє собою порожнистий круговий циліндр, набраний з кілець (рис. 1.2)

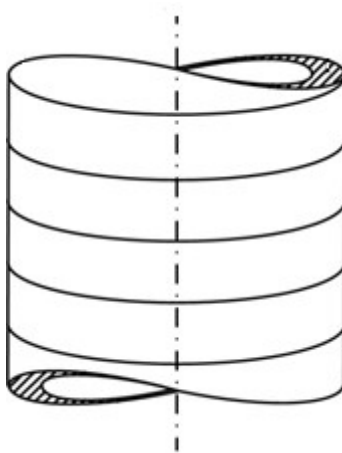


Рис. 1.2. Схема побудови циліндричного перетворювача, набраного з п'єзокерамічних кілець

В якості активних елементів циліндричних перетворювачів, які працюють на поздовжніх коливаннях уздовж окружності, можуть бути використані суцільні (рис. 1.3, а) або секціоновані (рис. 1.3, б) п'єзокерамічні кільця. Перші поляризовані в

радіальному напрямку і в них використовується поперечний п'єзоефект. Другі поляризовані в окружному напрямку і в них використовується поздовжній п'єзоефект. У разі суцільних кілець електроди наносяться на бічні поверхні п'єзокерамічного циліндра. У разі секціонованих кілець електроди розміщені на бічних поверхнях п'єзоелементів, які виконані у вигляді призм. Призми в секціонованому кільці при виготовленні перетворювача жорстко склеюються між собою, утворюючи порожнистий циліндр [60]. Для отримання секціонованих перетворювачів, які працюють на основних резонансних модах, при склеюванні призми слід з'єднувати однойменно поляризованими електродами (рис. 1.3, б).

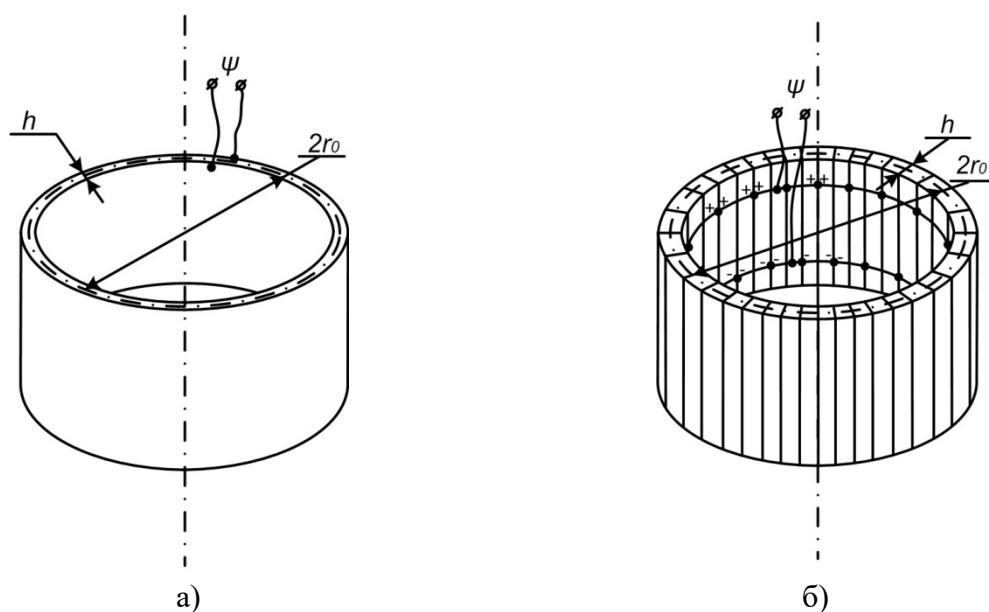


Рис. 1.3. Схема побудови циліндричних кілець з радіальною (а) та окружною (б) поляризацією

Перетворювачі, активні елементи яких набрані із призм та використовують поздовжній п'єзоефект (рис. 1.3, б), є більш ефективними. При цьому їх ефективність зростає зі збільшенням кількості призм, що їх утворюють [90]. В технологічному плані виготовлення призми набагато простіше, ніж суцільного кільця [114], але технологія виготовлення самого секціонованого кільця значно складніша.

Звичайно, резонансні характеристики п'єзокерамічних перетворювачів жорстко залежать від їх геометричних розмірів: діаметру кільця та його товщини.

Окрім того, конструкції антен та гідроакустичних перетворювачів відрізняються за характером передачі зовнішнього гідростатичного тиску на активні елементи антени (п'єзокерамічні перетворювачі). Існує два типи конструкцій перетворювачів: силова (рис. 1.4, а) та компенсована (рис. 1.4, б). У випадку силової конструкції зовнішній тиск приймає на себе корпус перетворювача, що може викликати в активному матеріалі не рівні за значенням напруження в різних напрямках. В компенсованій конструкції п'єзокерамічні елементи підлягають рівномірному усесторонньому стисненню, рівному гідростатичному тиску [114, 122].

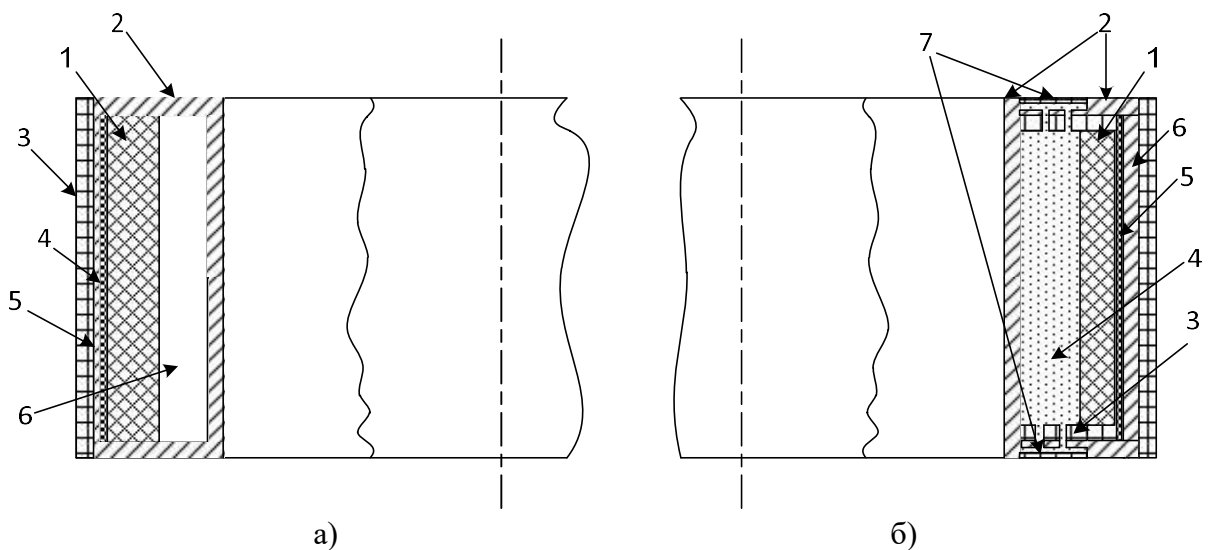


Рис. 1.4. Варіанти побудови силової (а) та компенсованої (б) конструкцій циліндричного перетворювача

Відповідно, кожна конструкція має свої особливості. На рис. 1.4, а представлено варіант силового конструктивного виконання. Тут 1 – активний п'єзокерамічний елемент перетворювача; 2 – металевий корпус; 3 – зовнішній герметизуючий шар; 4 – герметизуючий компаунд; 5 – металевий бондаж; 6 – внутрішня порожнина, зазвичай заповнена вакуумом або повітрям. На рис. 1.4, б представлено варіант компенсованої конструкції. Тут 1 – активний елемент, 2 – металевий корпус перетворювача; 3 – ізолюючий шар; 4 – внутрішня порожнина, заповнена електроізолюючою рідиною; 5 – герметизуючий компаунд; 6 – металевий бондаж; 7 – компенсатори тиску [35].

Зазвичай компенсовані конструкції використовуються, коли робоча глибина антени перевищує 500 м, оскільки подальше нарощування та посилення корпусу не є доцільним. Окрім того, заповнення внутрішньої порожнини перетворювача рідиною або газом під тиском призводить до зміни його резонансних характеристик. Варіюючи густиною середовища у внутрішній порожнині перетворювача, можна досить гнучко керувати резонансними характеристиками перетворювача [90]. На жаль така конструкція має свої недоліки, а саме складність виготовлення та більш низький коефіцієнт корисної дії.

Ще одним важливим елементом при проектуванні гідроакустичних антен є вибір активного матеріалу перетворювачів. На даний момент існує кілька десятків різновидів складу п'єзокераміки [60]. Всі вони різняться за своїми механічними, електричними та електромеханічними властивостями. Вибір того чи іншого матеріалу має відбуватися в залежності від призначення антени (перетворювача) [115]. Сегнетом'які матеріали використовуються для виготовлення перетворювачів малої та середньої потужності, які працюють в режимах прийому та випромінювання при обмежених електричних полях. До них відносяться ЦТСНВ-1, ЦТС-19, ЦТБС-1. Сегнетожорсткі матеріали призначені для створення випромінювачів великої (ЦТСС-1, ЦТС-23, ЦТС-24) і середньої (ЦТБС-3, ТБК-3, НБС-1) потужностей, активні елементи яких працюють в умовах впливу сильних електричних полів і великих механічних напружень. Для оцінки ефективності різних складів користуються так званими параметрами ефективності. Для режиму випромінювання оцінюють значення параметру, якому ставиться у відповідність пропорційна акустична потужність, що випромінюється перетворювачем при заданій електричній напрузі збудження. На резонансній частоті таким значенням є величина $\left(d_{ik}/S_{ik}^E\right)^2 \cdot E^2$, а на частотах, значно нижче резонансної, $\left(d_{ik}C_k^E\right)^2 \cdot E^2$. Тут d_{ik} – п'єзомодуль, S_{ik}^E – модуль пружності, C_k^E – модуль гнучкості, E – напруженість електричного поля в матеріалі. Чим більші будуть значення цього параметру при однаковому значенні електричної напруженості – тим більшою буде питома акустична потужність, що випромінюється перетворювачем як на

резонансних, так і на низьких частотах. Для режиму прийому оцінюють значення параметру, якому відповідає пропорційна питома чутливість перетворювача. На частоті електромеханічного резонансу це величина $d_{ik} / \left(s_{ik}^E \sqrt{\epsilon_{33}^S C_k^D} \right)$, на низьких частотах $d_{ik} \sqrt{C_k^D / \epsilon_{33}^T}$. Тут ϵ^T – діелектрична проникність п'єзокераміки [60, 115].

Таким чином, для реальних планарних гідроакустичних антен, набраних з циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів, можна виділити ряд особливостей конструкції та умов роботи, які обов'язково мають бути враховані при їх проектуванні. Для антен в цілому такими особливостями є:

- певна геометрія та розміри;
- робота в заданому діапазоні частот;
- певна кількість п'єзокерамічних перетворювачів, кожен з яких має визначене місце в антенній решітці;
- заданий характер підключення та електричного живлення перетворювачів;

Для перетворювачів у складі антенної решітки до цих особливостей відносять:

- певна геометрія та розміри;
- робота в заданому діапазоні частот;
- певний матеріал активного елемента перетворювача та його задана поляризація;
- заданий тип конструкції, в залежності від умов роботи перетворювача;
- наявність середовища з певними характеристиками зовні перетворювача;
- наявність середовища з певними характеристиками всередині перетворювача (в залежності від вибраного типу конструкції).

1.2. Відображення особливостей конструкцій плоских безекранних гідроакустичних антен в розрахункових моделях. Вибір методу розв'язку задачі випромінювання

Розрахунок параметрів планарних гідроакустичних антен та перетворювачів у складі антени та моделюванню роботи присвячено чималий ряд робіт. При цьому

автори демонструють як різні підходи до опису фізичної моделі досліджуваної антени та перетворювачів в ній та побудування відповідної розрахункової моделі, так і різні методи розрахунку досліджуваних параметрів, кількість яких залежить від прийнятої розрахункової моделі.

Роботи, присвячені дослідженню фізичних полів планарних антен, що складаються з циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів, можна розділити на дві групи:

- 1) роботи, присвячені дослідженню окремих випромінювачів циліндричного типу та їх властивостей;
- 2) роботи, присвячені дослідженню характеристик антен, що складаються з перетворювачів циліндричного типу.

При роботі окремого п'єзокерамічного випромінювача мають місце наступні фізичні процеси: процес електромеханічного перетворення енергії, який полягає в перетворенні електричного сигналу в механічні деформації, а саме коливання п'єзокерамічних елементів перетворювача; процес перетворення енергії з механічної в акустичну, який супроводжується тим, що коливаючись в середовищі, перетворювач створює акустичні хвилі, які формують певне акустичне поле навколо нього.

При дослідженні п'єзокерамічних випромінювачів їх розрахункова модель зводиться до моделі пружної п'єзокерамічної оболонки нескінченної [48, 58] або скінченної висоти [44]. При цьому вона має враховувати конструктивні елементи випромінювача, його геометрію та умови його роботи, такі як поляризація, тип електричного підключення, характеристики оточуючого середовища.

До основних методів розрахунку перетворювачів можна віднести метод еквівалентних електромеханічних схем (енергетичний метод) та метод зв'язаних полів [60].

Перший метод розрахунку є найбільш використовуваним та базується на взаємодії між собою при роботі перетворювача електричної, електромеханічної, механічної і акустичної енергії. Він представляє коливальну систему випромінювача у вигляді еквівалентного електричного коливального контуру, в якому електрична

та механічна сторони перетворювача взаємодіють за рахунок фіктивного електромеханічного трансформатора. Акустичне середовище представляється у вигляді навантаженням механічної сторони перетворювача. Електричні елементи кожної сторони та їх номінали відповідають механічним та електричним параметрам досліджуваного випромінювача. Чим більше параметрів випромінювача треба врахувати – тим складнішою є його еквівалентна електромеханічна схема [3, 8, 19, 60]. З використанням цього методу в роботах [3] та [19] приведений аналіз електромеханічних перетворювачів у вигляді тонких п'єзокерамічних оболонок із осесиметричними коливаннями. Розглянуто різні типи поляризації та електричного підключення перетворювачів. Досліджено особливості частотних характеристик перетворювача в залежності від співвідношення геометричних розмірів його п'єзокерамічних елементів.

Другий метод базується на спільному розв'язку диференціальних рівнянь коливань електропружних тіл і акустичного середовища з урахуванням взаємовпливу електричних, механічних та акустичних полів, що діють в перетворювачі. Метод є більш складним в математичному та розрахунковому плані, проте він має більший ступінь відповідності розрахункових моделей фізичній суті п'єзокерамічних циліндричних перетворювачів, а отже, розраховані з використанням цього методу характеристики більш близькі до реальних фізичних характеристик п'єзокерамічних перетворювачів та фізичних процесів, що мають місце при їх роботі [60].

Поширення також набули методи комп'ютерного моделювання роботи випромінювачів. При цьому використовується метод кінцевих елементів, що полягає в розбитті об'єкту складної форми на певну кількість малих часток, поведінка яких відома [25 - 29]. Даний метод підходить для моделювання та дослідження тіл будь-якої форми. Використання такого підходу потребує спеціального програмного забезпечення та ускладнює можливості повної оцінки всіх фізичних процесів, що протікають при роботі п'єзокерамічного випромінювача.

Існує також ряд наближених методів [44]. Але їх гнучкість та відповідність їх розрахункових моделей реальним фізичним процесам є низькою.

При роботі випромінювача у складі антенної решітки додатково до названих вище мають місце процеси: взаємодії випромінювачів за акустичним полем, що полягає у багатократному обміні акустичними хвилями між ними, та взаємодії випромінювачів з оточуючим середовищем. В результаті цих процесів в залежності від конфігурації та конструктивного виконання антени та випромінювачів у її складі формуються її кінцеві характеристики.

До розрахунку антенних решіток також є різні підходи. Один з підходів представляє елементи антенної решітки у вигляді звукопрозорих джерел або приймачів звуку. При цьому розрахунок формування акустичного поля в навколишньому середовищі та направлених характеристик антени відбувається виходячи з положення елементів у складі антенної решітки [115, 118]. Такий підхід виправданий лише для перетворювачів, розміри яких малі порівняно з довжиною хвилі. Він нехтує фізичними процесами, що протікають в перетворювачах антенної решітки при їх роботі.

У випадках, коли перетворювачі та елементи антени співрозмірні з довжиною хвилі, властивості акустичних антен та сформованих ними фізичних полів суттєво залежать від дифракційних ефектів. Врахування цих ефектів потребує вирішення цілісної зв'язаної задачі визначення характеристик полів з урахуванням електропружних властивостей елементів антени та впливу дифракційних процесів на перетворювачі [98].

Аналіз приведеної в підрозділі 1.1 фізичної моделі антенної решітки показує, що фізичні поля та процеси, які мають місце при її роботі можна описати наступним чином: акустомеханічне поле можна описати за допомогою хвильового рівняння та диференційних рівнянь електромеханічних коливань циліндричних тіл; процес електромеханічного перетворення енергії можна описати рівняннями стану п'єзокераміки та диференційними рівняннями електромеханічних коливань циліндричних тіл; процес взаємодії перетворювачів за акустичним полем описується за допомогою хвильового рівняння. Таким чином, загальний процес роботи антени повинен описуватися диференційними рівняннями електропружних коливань

п'єзокерамічної циліндричної оболонки, рівняннями стану п'єзокераміки та хвильовими рівняннями розповсюдження коливань в середовищах [49, 51, 60].

З урахуванням цих тверджень, фізична модель плоскої безекранної антени та процеси, що мають місце при її роботі, описані в попередньому підрозділі, при виконанні розрахунків можуть бути представлені у вигляді наступної розрахункової моделі.

Планарна гідроакустична антена являє собою плоску антенну решітку, утворену з кінцевого числа M випромінювачів (рис. 1.5). Поздовжні вісі випромінювачів паралельні між собою та лежать в одній площині. Кожен з випромінювачів представляє собою нескінченну герметизовану п'єзокерамічну оболонку, внутрішня порожнина якої вакуумована або заповнена повітрям з нормальним атмосферним тиском (силова конструкція), або в ній знаходиться рідина чи повітря з надлишковим тиском (компенсована конструкція). Збудження перетворювачів в антенні відбувається шляхом підведення до обкладинок електродів кожного з перетворювачів гармонійного електричного сигналу $\psi^{(s)} = \psi_0^{(s)} e^{-i\omega t}$, де ψ_0 – електрична напруга, ω – частота збудження, а s – номер випромінювача в антенній решітці.

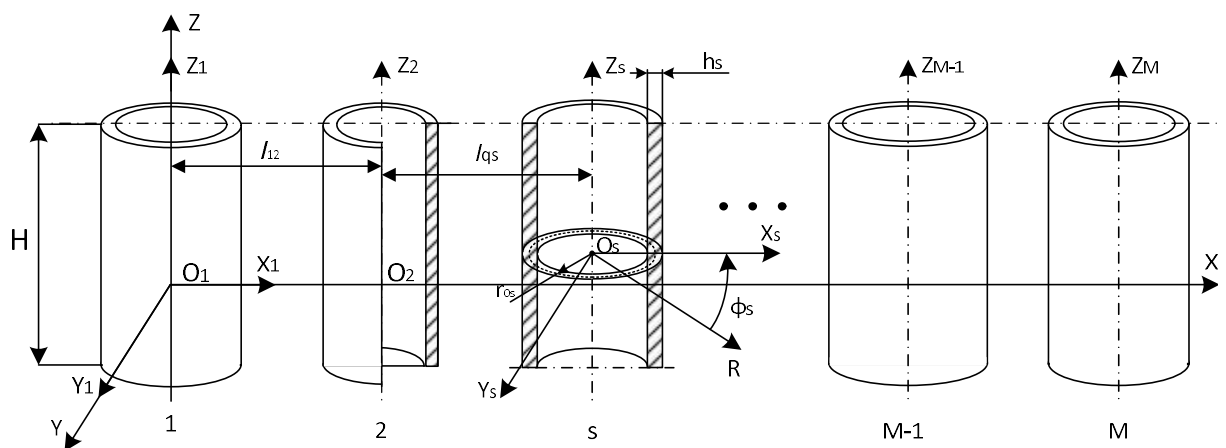


Рис. 1.5. Планарна антенна решітка в загальній системі координат та допоміжні системи координат

Введемо ряд припущень. Будемо вважати, що висота H випромінювача є набагато більшою за середній радіус циліндра, або більшою довжини хвилі в оточуючому середовищі ($H \gg \lambda$, де λ – довжина хвилі). Ця умова дозволяє перейти

до моделі, коли висота циліндру вважається нескінченно великою і розподіл коливальної швидкості на поверхні циліндру вздовж його твірної осі вважається рівномірним. Такий підхід дозволяє знехтувати впливом торців антени на розподілення поля в площині, нормальній до її поздовжньої вісі [98].

Позначимо середні радіуси випромінювачів антенної решітки з числом елементів M через r_{os} , товщини випромінювачів – через h_s , при цьому $h_s/r_{os} \ll 1$, а відстані між елементами – через l_{qs} , де q и s – поточні номери елементів решітки, $s = 1, \dots, M$; $q = 1, \dots, M$.

За модель робочого середовища приймемо модель ідеального акустичного середовища (середовище вважається суцільним та таким, що ідеально стискається та не проводить тепло) [51].

Введемо ряд координатних систем: загальну $OXYZ$ та локальні $O_s x_s y_s z_s$ прямокутні системи і пов'язані з ними кругові циліндричні системи координат (R, φ, z) та (r_s, φ_s, z_s) . При цьому вісі $O_s Z_s$ направимо уздовж поздовжніх вісей відповідних випромінювачів, вісь OZ сумістимо з поздовжньою віссю першого перетворювача, а вісі OX та $O_s x_s$ направимо уздовж ліній центрів нормальних розрізів випромінювачів площиною $Z = 0$. Вважаємо, що зовні всі випромінювачі оточені рідиною з густиною ρ та швидкістю звуку c . Всередині кожен випромінювач заповнений середовищем з густиною ρ_s та швидкістю звуку c_s .

Відповідно до введеної системи координат представимо диференціальні рівняння стану п'єзокераміки в циліндричних координатах. Слід зазначити, що для кожного виду поляризації стан описується своїми рівняннями стану п'єзокераміки. Тому для п'єзокерамічного циліндру з радіальною поляризацією рівняння стану п'єзокераміки в циліндричних координатах мають наступний вигляд [49]:

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} &= C_{33}^E \varepsilon_{rr} + C_{13}^E (\varepsilon_{\varphi\varphi} + \varepsilon_{zz}) - e_{33} E_r; \quad \sigma_{\varphi\varphi} = C_{13}^E \varepsilon_{rr} + C_{11}^E \varepsilon_{\varphi\varphi} + C_{12}^E \varepsilon_{zz} - e_{31} E_r; \\ \sigma_{zz} &= C_{13}^E \varepsilon_{rr} + C_{12}^E \varepsilon_{\varphi\varphi} + C_{11}^E \varepsilon_{zz} - e_{31} E_r; \quad \sigma_{r\varphi} = C_{44}^E \varepsilon_{r\varphi} - e_{15} E_\varphi; \quad \sigma_{rz} = C_{44}^E \varepsilon_{rz} - e_{15} E_z; \\ \sigma_{\varphi z} &= \frac{1}{2} (C_{11}^E - C_{12}^E) \varepsilon_{\varphi z}; \\ D_r &= \varepsilon_{33}^S E_r + e_{31} (\varepsilon_{\varphi\varphi} + \varepsilon_{zz}) + e_{33} \varepsilon_{rr}; \quad D_\varphi = \varepsilon_{11}^S E_\varphi + e_{15} \varepsilon_{r\varphi}; \quad D_z = \varepsilon_{11}^S E_z + e_{15} \varepsilon_{rz}, \end{aligned}$$

Для п'єзокерамічного циліндру з окружною поляризацією вони приймають вигляд:

$$\begin{aligned}\sigma_{rr} &= C_{11}^E \varepsilon_{rr} + C_{13}^E \varepsilon_{\varphi\varphi} + C_{12}^E \varepsilon_{zz} - e_{31} E_\varphi; \quad \sigma_{\varphi\varphi} = C_{13}^E (\varepsilon_{rr} + \varepsilon_{zz}) + C_{33}^E \varepsilon_{\varphi\varphi} - e_{33} E_\varphi; \\ \sigma_{zz} &= C_{12}^E \varepsilon_{rr} + C_{13}^E \varepsilon_{\varphi\varphi} + C_{11}^E \varepsilon_{zz} - e_{31} E_\varphi; \quad \sigma_{r\varphi} = C_{44}^E \varepsilon_{r\varphi} - e_{15} E_r; \quad \sigma_{\varphi z} = C_{44}^E \varepsilon_{\varphi r} - e_{15} E_z; \\ \sigma_{rz} &= \frac{1}{2} (C_{11}^E - C_{12}^E) \varepsilon_{rz}; \\ D_\varphi &= \varepsilon_{33}^S E_\varphi + e_{31} (\varepsilon_{rr} + \varepsilon_{zz}) + e_{33} \varepsilon_{\varphi\varphi}; \quad D_r = \varepsilon_{11}^S E_r + e_{15} \varepsilon_{r\varphi}; \quad D_z = \varepsilon_{11}^S E_r + e_{15} \varepsilon_{z\varphi},\end{aligned}$$

де $\sigma_x = \sigma_{xx}$, $\sigma_y = \sigma_{yy}$, $\sigma_z = \sigma_{zz}$, σ_{yz} , σ_{zx} , σ_{xy} – компоненти тензора механічних напруг; E_x , E_y , E_z , D_x , D_y , D_z – відповідно, складові векторів напруженості \vec{E} та індукції \vec{D} електричного поля; $C_{11}^E, \dots, C_{15}^E$ – модулі пружності при нульовій електричній напруженості; e_{31}, \dots, e_{15} – п'єзоконстанти; $\varepsilon_{11}^S, \dots, \varepsilon_{33}^S$ – діелектричні проникності при нульовій деформації; $\varepsilon_x = \varepsilon_{xx}$, $\varepsilon_y = \varepsilon_{yy}$, $\varepsilon_z = \varepsilon_{zz}$, ε_{yz} , ε_{zx} , ε_{xy} – компоненти тензора механічних деформацій.

Компоненти тензора механічних деформацій в свою чергу описуються співвідношеннями Коші [49]:

$$\begin{aligned}\varepsilon_r &= \frac{\partial w}{\partial r}, \quad \varepsilon_\varphi = \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{w}{r}, \quad \varepsilon_z = \frac{\partial v}{\partial z}, \\ \varepsilon_{rz} &= \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r}, \quad \varepsilon_{z\varphi} = \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \varphi} + \frac{\partial u}{\partial z}, \quad \varepsilon_{r\varphi} = \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \varphi},\end{aligned}$$

де w , u та v – відповідно радіальні, окружні та осьові компоненти вектору зміщень.

Оскільки кожен з випромінювачів у складі антени може мати свої фізичні та конструктивні особливості, надалі будемо записувати усі вирази відносно s -го перетворювача у складі антенної решітки.

Електричні умови задачі полягають у відсутності вільних носіїв енергії в об'ємі матеріалу п'єзокерамічного s -го перетворювача та безвихоровому характері електричного поля s -го перетворювача

$$\vec{E}^{(s)} = -\text{grad}\psi^{(s)}; \quad \text{div}\vec{D}^{(s)} = 0 \quad (1.1)$$

де $\vec{E}_r^{(s)}$, $\vec{D}_r^{(s)}$ – вектори напруженості та індукції електричного поля s -го випромінювача.

З урахуванням рівнянь стану п'єзокераміки, доповнених співвідношеннями Коші, рівняннями вимушеної електростатики та рівняннями руху п'єзокерамічного елемента, можна перейти до диференціальних рівнянь електромеханічних коливань s-го циліндричного випромінювача в вакуумі у циліндричних координатах [60, 113]. Для випромінювачів з окружною поляризацією [113] вони мають вигляд:

$$\left(1 + \beta^{(s)}\right) \frac{\partial^2 u^{(s)}}{\partial \varphi_s^2} + \frac{\partial w^{(s)}}{\partial \varphi_s} - \beta^{(s)} \frac{\partial^3 w^{(s)}}{\partial \varphi_s^3} = \alpha^{(s)} \gamma^{(s)} \frac{\partial^2 u^{(s)}}{\partial t^2}, \quad (1.2)$$

$$-\frac{\partial u^{(s)}}{\partial \varphi_s} + \beta^{(s)} \left(\frac{\partial^3 u^{(s)}}{\partial \varphi_s^3} - \frac{\partial^4 w^{(s)}}{\partial \varphi_s^4} \right) - w^{(s)} + \frac{e_{33}^{(s)} r_{os}}{C_{33}^{E(s)}} E_{\theta}^{(0)s} + \frac{\alpha^{(s)}}{h_s} q_r^{(s)} = \alpha^{(s)} \gamma^{(s)} \frac{\partial^2 w^{(s)}}{\partial t^2}. \quad (1.3)$$

Для випромінювачів з радіальною поляризацією [3] їх можна записати наступним чином:

$$\left(1 + \beta^{(s)}\right) \frac{\partial^2 u^{(s)}}{\partial \varphi_s^2} + \frac{\partial w^{(s)}}{\partial \varphi_s} - \beta^{(s)} \frac{\partial^3 w^{(s)}}{\partial \varphi_s^3} = \alpha^{(s)} \gamma^{(s)} \frac{\partial^2 u^{(s)}}{\partial t^2}, \quad (1.4)$$

$$-\frac{\partial u^{(s)}}{\partial \varphi_s} + \beta^{(s)} \left(\frac{\partial^3 u^{(s)}}{\partial \varphi_s^3} - \frac{\partial^4 w^{(s)}}{\partial \varphi_s^4} \right) - w^{(s)} + \frac{e_{31}^{(s)} r_{os}}{C_{11}^{E(s)}} E_r^{(0)s} + \frac{\alpha^{(s)}}{h_s} q_r^{(s)} = \alpha^{(s)} \gamma^{(s)} \frac{\partial^2 w^{(s)}}{\partial t^2}. \quad (1.5)$$

Тут $u^{(s)}$, $w^{(s)}$ – окружна та радіальна складові вектору зміщень точок серединної поверхні s-го випромінювача;

$$\beta^{(s)} = (h_s)^2 / 12 r_{os}^2 \left(1 + \left(e_{31}^{(s)} \right)^2 / C_{11}^{E(s)} \varepsilon_{33}^{s(s)} \right),$$

$$\alpha^{(s)} = r_{os}^2 / C_{11}^{E(s)} \text{ – для радіальної поляризації; } \beta^{(s)} = (h_s)^2 / 12 r_{os}^2 \left(1 + \left(e_{33}^{(s)} \right)^2 / C_{33}^{E(s)} \varepsilon_{33}^{s(s)} \right),$$

$\alpha^{(s)} = r_{os}^2 / C_{33}^{E(s)}$ – для окружної поляризації; $q_r^{(s)}$ – зовнішнє навантаження s-го випромінювача; $C_{11}^{E(s)}$, $\varepsilon_{33}^{s(s)}$, $e_{31}^{(s)}$ – модулі пружності при нульовій електричній напруженості, діелектрична проникність при нульовій деформації та п'єзоконстанта матеріалу s-го випромінювача, відповідно; $\gamma^{(s)}$ – густина матеріалу; $E_{\theta}^{(0)s}$ та $E_r^{(0)s}$ – електрична напруженість в матеріалі s-го випромінювача для окружної та радіальної поляризації, відповідно.

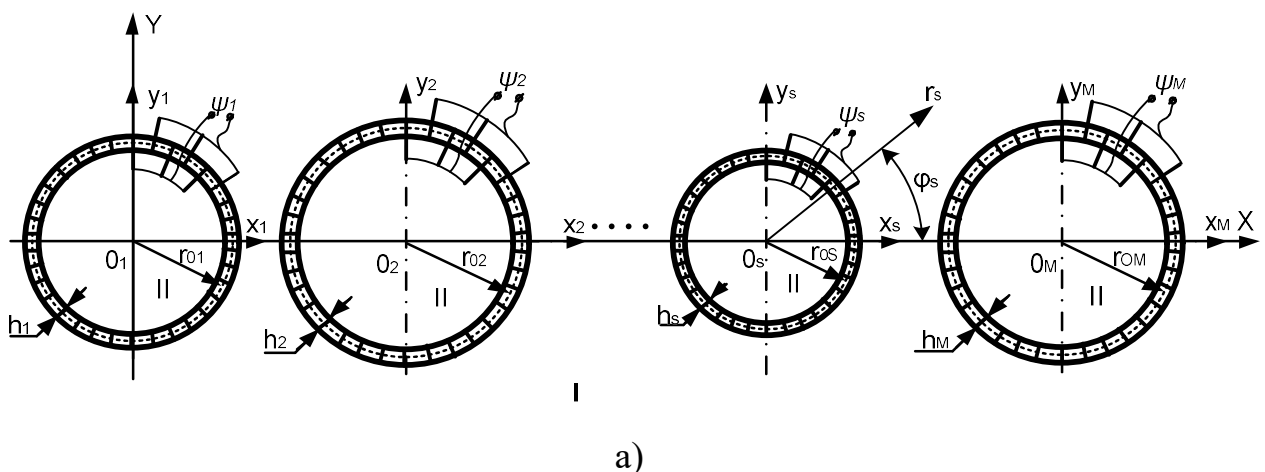
Поширення в зовнішньому та внутрішньому середовищі кожного s-го випромінювача акустичних хвиль описується хвильовим рівнянням Гельмгольца для гармонічних коливань:

$$\Delta \Phi^{(s)} + (k_{is})^2 \Phi^{(s)} = 0; \quad (1.6)$$

де $\Phi^{(s)}$ – потенціал коливальної швидкості s -го випромінювача, Δ – оператор Лапласа в циліндричній системі координат, $k_s = 2\pi/\lambda$ – хвильове число s -го випромінювача ($i = 1, 2$ – відповідно зовнішнє та внутрішнє середовище).

З урахуванням наведеного поперечний переріз плоскої безекранної гідроакустичної антени можливо представити у вигляді (рис. 1.6, а) для окружної поляризації і у вигляді (рис. 1.6, б) для радіальної поляризації. Область існування акустичного поля в умовах даної задачі поділяється на дві області: II область – внутрішня область випромінювача ($|\varphi_s| \leq \pi, 0 \leq r_s \leq r_{1s}$), яка в залежності від виду конструкції випромінювача (силової або компенсованої) може бути вакуумована, заповнена газом або рідиною; I область – робоча область середовища ($|\varphi_s| \leq \pi, r_s \geq r_{2s}$), яка оточує випромінювач (вода).

Відповідний вибір граничних умов на межах цих областей формує зв'язок параметрів цих областей на цих межах і доповнює загальну систему рівнянь, що описують роботу випромінювача у складі антени. Тобто, на поверхні перетворювача, що контактує з середовищем, формується рівність швидкості нормальних зміщень поверхні п'єзокерамічної оболонки та коливальної швидкості частинок середовища, як зовнішнього – робочого, так і внутрішнього, що знаходиться всередині перетворювача. На поверхні випромінювача формується рівність нормальних напруг, що створюються зовнішнім динамічним тиском та динамічним тиском внутрішнього середовища.



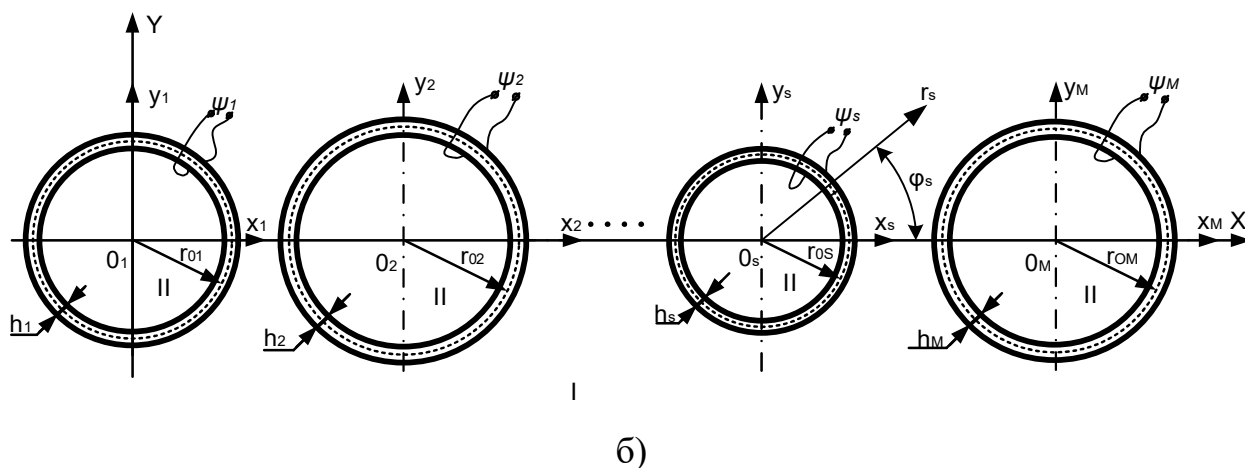


Рис. 1.6. Поперечний переріз випромінювачів антени з окружною (а) та радіальною (б) поляризаціями

Акустичне поле тиску, створюване антеною у зовнішньому середовищі, є суперпозицією акустичних полів, створюваних кожним перетворювачем антенної решітки. Таким чином, на поверхню кожного перетворювача діє не лише тиск, створюваний ним самим, а й іншими перетворювачами, що входять до складу антенної решітки. При цьому величина тиску залежить від положення перетворювача в решітці та відстаней до його сусідів. Отже оцінка повного акустичного тиску на поверхні певного перетворювача полягає в оцінці акустичного тиску, створюваного перетворювачем в його власній системі координат та акустичного тиску сусідніх перетворювачів в цій же системі координат. Перехід від однієї системи координат до іншої може бути виконаний за теореми додавання циліндричних функцій [66, 118].

Таким чином з приведеного витікає, що для вирішення задачі будуть використані наступні методи та підходи:

- метод розділення змінних для сумісного рішення диференціальних рівнянь, що описують характеристики кожного з досліджуваних фізичних полів, а саме акустичного (рівняння Гельмгольца), електромеханічного (рівняння руху випромінювачів) та електричного (рівняння вимушеної електростатики);
- метод часткових областей, що полягає у розділенні середовища на окремі області. Взаємодія цих областей визначається за рахунок умов на границі їх розділу (внутрішнє та зовнішнє середовище випромінювача);

– підхід з використанням теореми додавання циліндричних функцій для урахування взаємодії випромінювачів у складі антени за акустичним полем.

Вибір саме цих методів і такого підходу до вирішення задачі пов'язаний із необхідністю отримання кількісних характеристик, що описують фізичні поля, утворювані плоскою безекранною гідроакустичною антеною. Ці методи являються ефективними і ними користувалися при вирішенні багатьох задач, пов'язаних із визначенням акустичного поля різних типів антен [51, 60, 113].

1.3 Розв'язок задачі визначення фізичних полів плоских гідроакустичних антен, утворених із циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів силової та компенсованої конструкцій з окружною поляризацією

Рішення задачі випромінювання звуку плоскою безекранною гідроакустичною антеною для випадків окружної та радіальної поляризації мають свої особливості, тому доцільно розглядати їх окремо [90, 93, 94, 101].

Використовуючи рівняння (1.1) – (1.6) виконаємо розв'язання задачі випромінювання відповідно до моделі, представленій у підрозділі 1.2.

У випадку окружної поляризації конструкція активного елемента випромінювача в антені представляє собою кільце, склеєне з N однакових призм. До обкладок призм прикладено електричний сигнал $\psi^{(s)} = \psi_0^{(s)} e^{-i\omega t}$.

Сформулюємо граничні умови для s -го випромінювача антенної решітки:

1. На поверхні кожного випромінювача виконуються умови рівності швидкостей коливання часточок середовища та швидкостей нормальних зміщень поверхні випромінювачів:

$$\frac{dw^{(s)}}{dt} = -\frac{d\Phi_2^{(s)}}{dr_s}, \quad 0 \leq |\varphi_s| \leq \pi, \quad r_s = r_{2s}, \quad s = 1, \dots, M. \quad (1.7)$$

$$\frac{dw^{(s)}}{dt} = -\frac{d\Phi_1}{dr_s}, \quad 0 \leq |\varphi_s| \leq \pi, \quad r_s = r_{1s}; \quad s = 1, \dots, M; \quad (1.8)$$

тут $\Phi_2^{(s)}$ – потенціали швидкостей внутрішнього середовищ s -го випромінювача; Φ_1 – повний потенціал швидкості поля випромінювання планарної антенної решітки; r_{1s} та r_{2s} – зовнішній та внутрішній радіуси s -го випромінювача.

2. На поверхні кожного випромінювача виконується умова рівності нормальних складових тензора напруг $\sigma_r^{(s)}$ звуковому тиску, взятому зі зворотним знаком

$$\sigma_r^{(s)} = -q_r^{(s)} = -(P_1 - P_2^{(s)}), \quad 0 \leq |\varphi_s| \leq \pi; \quad s = 1, \dots, M \quad (1.9)$$

Тут $P_2^{(s)} = \rho^{(s)} \frac{d\Phi_2^{(s)}}{dt}$ и $P_1 = \rho \frac{d\Phi_1}{dt}$ – радіаційні навантаження від динамічного тиску.

3. Напруженість електричного поля в матеріалі п'єзокерамічної оболонки s -го перетворювача при окружній поляризації має вигляд:

$$E_\varphi^{(s)} = -\frac{N^{(s)}}{2\pi} \frac{\psi_0^{(s)}}{r_{os}}.$$

4. Складові електричної індукції вздовж окружності, радіусу та поздовжньої вісі описуються виразами $D_\varphi^{(s)} = \varepsilon_{33}^{(s)} E_\varphi^{(s)} + e_{33}^{(s)} (dU^{(s)}/d\varphi_s \cdot 1/r_{os} + W^{(s)}/r_{os})$, $D_r^{(s)} = D_z^{(s)} = 0$, відповідно [49].

Рішення задачі будемо шукати методом зв'язаних полів в багатозв'язних областях [60]. Запишемо зміщення оболонок за допомогою $u^{(s)}$ и $w^{(s)}$ в ряди по власним функціям коливань оболонок в вакуумі:

$$u^{(s)} = \sum_{-\infty}^{\infty} u_n^{(s)} e^{in\varphi_s}; \quad w^{(s)} = \sum_{-\infty}^{\infty} w_n^{(s)} e^{in\varphi_s}. \quad (1.10)$$

Співвідношення між радіальними та окружними складовими зміщень описуються наступним рівнянням:

$$u_n^{(s)} = \frac{i \left[\beta^{(s)} n^3 + n \right]}{\left[\left(1 + \beta^{(s)} \right) n^2 - \omega^2 \alpha^{(s)} \gamma^{(s)} \right]} w_n^{(s)}. \quad (1.11)$$

Повне звукове поле Φ_1 , що формується планарною антенною решіткою в зовнішній області, є суперпозицією звукових полів $\Phi_1^{(s)}$, створюваних кожним випромінювачем решітки

$$\Phi_1 = \sum_{s=1}^M \Phi_1^{(s)} \quad (1.12)$$

При цьому поле випромінювання кожного елемента решітки має визначатись з урахуванням взаємодії всіх випромінювачів у складі решітки, що виникає в результаті багатократного розсіювання хвиль на її елементах.

Акустичні потенціали $\Phi_2^{(s)}$ та $\Phi_1^{(s)}$, що задовольняють рівнянню Гельмгольца (1.6) з відповідними хвильовими числами, можуть бути представлені у вигляді розподілу за хвильовими циліндричними функціями. Для акустичних потенціалів $\Phi_1^{(s)}$ в зовнішній області випромінювача вирази, що задовольняють умові випромінювання у нескінченність, мають вигляд:

$$\Phi_1^{(s)}(r_s, \varphi_s) = \sum_{-\infty}^{\infty} A_n^{(s)} H_n^{(1)}(kr_s) e^{in\varphi_s}, s = 1, \dots, M. \quad (1.13)$$

У внутрішніх областях випромінювачів акустичні потенціали $\Phi_2^{(s)}$, що задовольняють умові відсутності особливостей всередині випромінювачів, мають вигляд:

$$\Phi_2^{(s)}(r_s, \varphi_s) = \sum_{-\infty}^{\infty} B_n^{(s)} J_n(k_s r_s) e^{in\varphi_s}, s = 1, \dots, M. \quad (1.14)$$

Коефіцієнти $A_n^{(s)}$ та $B_n^{(s)}$, що входять до співвідношень (1.13) та (1.14), визначаються з граничних умов задачі. Функція $H_n^{(1)}(kr_s)$ у співвідношенні (1.13) є функцією Ханкеля першого роду та відповідає хвилі, що розповсюджується від випромінювача та затухає на нескінченності [51]. $J_n(k_s r_s)$ - функція Бесселя, що відповідає коливанням всередині об'єму циліндричної оболонки, що не містить особливостей. Але, оскільки поля $\Phi_1^{(s)}$, що входять до виразу (1.12), записані в локальних координатах своїх випромінювачів, співвідношення (1.12) не доцільно використовувати для підстановки у вирази граничних умов (1.7) та (1.8). Їх необхідно виразити в локальних координатах того випромінювача, граничні умови якого використовуються. Перетворення виразів типу (1.13) до нових координат можна виконати з використанням теорем додавання циліндричних хвильових

функцій. Для випадку, коли випромінювачі рознесені в просторі і не пересікаються, теорема має вигляд [66]:

$$H_m^{(1)}(kr_q)e^{in\varphi_q} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(kr_s)H_{n-m}^{(1)}(kr_{qs})e^{i(n-m)\varphi_{qs}}e^{im\varphi_s}$$

де r_{qs} та φ_{qs} - полярні координати початку координатної системи O_s в координатах q -ї системи.

Тоді зовнішнє поле в координатах s -го випромінювача прийме вигляд:

$$\begin{aligned} \Phi_1(r_s, \varphi_s) = & \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n^{(s)} H_n^{(1)}(kr_s) e^{in\varphi_s} + \\ & + \sum_{\substack{q=1 \\ q \neq s}}^M \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m^{(q)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(kr_s) H_{n-m}^{(1)}(kr_{qs}) e^{i(n-m)\varphi_{qs}} e^{im\varphi_s}, s=1, \dots, M. \end{aligned} \quad (1.15)$$

Підстановка виразів (1.10), (1.15) та (1.14) у вирази (1.2), (1.3), (1.7), (1.8) та (1.9) дозволяє за рахунок повноти та ортогональності систем кутових функцій на інтервалі $[0, 2\pi]$ отримати нескінченну систему лінійних алгебраїчних рівнянь для визначення невідомих коефіцієнтів $u_n^{(s)}$, $w_n^{(s)}$, $A_n^{(s)}$ та $B_n^{(s)}$, яка є вихідною для визначення кількісних даних по фізичним полям планарних антенних решіток та їх елементів.

Отримана система має вигляд:

$$\left\{ \begin{aligned} & ic_s w_n^{(s)} - B_n^{(s)} J_n'(k_s r_{2s}) = 0; \\ & A_n^{(s)} + \sum_{\substack{q=1 \\ q \neq s}}^M \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m^{(q)} \frac{J_n'(k_s r_{1s})}{H_n^{(1)'}(k_s r_{1s})} H_{n-m}^{(1)}(kr_{sq}) e^{i(n-m)\varphi_{sq}} - \frac{ic_s w_n^{(s)}}{H_n^{(1)'}(kr_{1s})} = 0; \\ & R_n^{(s)} B_n^{(s)} J_n'(k_s r_{2s}) \frac{1}{ic_s} + \frac{i\omega\alpha^{(s)}\rho}{h^{(s)}} \left[A_n^{(s)} H_n^{(1)}(kr_{1s}) + \right. \\ & \left. + \sum_{\substack{q=1 \\ q \neq s}}^M \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m^{(q)} J_n(kr_{1s}) H_{n-m}^{(1)}(kr_{sq}) e^{i(n-m)\varphi_{sq}} \right] + \\ & + \frac{i\omega\alpha^{(s)}\rho_s}{h^{(s)}} B_n^{(s)} J_n(k_s r_{2s}) = \frac{N^{(s)} e_{33}^{(s)} \Psi_0^{(s)}}{4\pi^2 C_{33}^{E(s)}} Q_n; \quad s=1, \dots, M; n=-\infty, \infty. \end{aligned} \right. \quad (1.16)$$

де $R_n^{(s)} = \left[\beta^{(s)} n^3 + n \right] \cdot \left[n + \beta^{(s)} n^3 \right] / \left[\left(1 + \beta^{(s)} \right) n^2 - \omega^2 \alpha^{(s)} \gamma^{(s)} \right] - \left[1 + \beta^{(s)} n^4 - \omega^2 \alpha^{(s)} \gamma^{(s)} \right],$

Q_n - коефіцієнт, пов'язаний із ортогональністю кутових функцій.

Згідно рекомендацій, приведених в роботах [48, 50, 122] замінимо невідомі $A_n^{(s)}$ та $B_n^{(s)}$ новими невідомими $\tilde{A}_n^{(s)}$ та $\tilde{B}_n^{(s)}$ за формулами $\tilde{A}_n^{(s)} = A_n^{(s)} H_n^{(1)'}(kr_{1s})$ та $\tilde{B}_n^{(s)} = B_n^{(s)} J_n'(k_s r_{2s})$, що дозволить перетворити нескінченну систему (1.16) до вигляду квазірегулярної і застосувати для її вирішення метод усічення або послідовних наближень. Кількість невідомих $w_n^{(s)}$, $\tilde{A}_n^{(s)}$, $\tilde{B}_n^{(s)}$ визначається з умови мінімальної похибки при побудові полів в областях на їх межах.

Отримані в результаті рішення нескінченної системи (1.16) коефіцієнти $u_n^{(s)}$, $w_n^{(s)}$, $A_n^{(s)}$ и $B_n^{(s)}$ визначають фізичні поля планарних антенних решіток, при формування яких враховуються як взаємодія електричних, механічних та акустичних полів в процесі перетворення електричної енергії в акустичну у випромінювачах решітки, так і взаємодії випромінювачів із середовищем та між собою. Остання зумовлена багатократним розсіянням хвиль на елементах решітки.

В системі рівнянь (1.16) співвідношення для визначення невідомих коефіцієнтів складаються з двох частин, всі елементи яких мають чіткий фізичний сенс. Права частина визначає значення коефіцієнтів розкладу фізичних полів одиночного випромінювача при роботі його за межами антенної решітки та електричному збудженні на нульовій моді коливань перетворювача. Подвійні суми, що містяться в лівих частинах, характеризують взаємодію перетворювачів з номерами s та q в результаті обміну між ними звуковими хвилями n -го та m -го порядків розсіяння, величина яких залежить від відстані між перетворювачами (визначає множник $H_{n-m}^{(1)}(kr_{sq})$). Множники $J_m'(kr_{1s})/H_n^{(1)'}(kr_{1s})$, що входять в подвійні суми, відповідають коефіцієнтам розкладень звукового поля, розсіяного одиночним абсолютно жорстким циліндром при дифракції звукових хвиль на ньому [77]. Усі інші елементи лівих частин описують взаємодію механічних полів оболонок випромінювачів зі звуковими полями всередині і решітки в цілому у зовнішньому просторі, їх залежність від частоти електричного збудження випромінювачів.

1.4 Розв'язок задачі визначення фізичних полів плоских антен, утворених із циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів силової та компенсованої конструкцій з радіальною поляризацією

Використовуючи рівняння (1.1) – (1.6), аналогічно підрозділу (1.3) вирішимо задачу випромінювання планарної гідроакустичної антени, п'єзокерамічні випромінювачі якої побудовані з використанням радіальної поляризації [90, 93, 94, 101].

У випадку радіальної поляризації конструкція активного елементу випромінювача в антені представляє собою суцільне кільце. До обкладок зовні і всередині кільця прикладено електричний сигнал.

Для такого виду поляризації граничні умови для s-го випромінювача антенної решітки матимуть вигляд:

1. На поверхні кожного випромінювача виконуються умови рівності швидкостей коливання часточок середовища та швидкостей нормальних зміщень поверхонь випромінювачів:

$$\frac{dw^{(s)}}{dt} = -\frac{d\Phi_2^{(s)}}{dr_s}, \quad 0 \leq |\varphi_s| \leq \pi, \quad r_{os} = r_{2s}, \quad s = 1, \dots, M. \quad (1.17)$$

$$\frac{dw^{(s)}}{dt} = -\frac{d\Phi_1}{dr_s}, \quad 0 \leq |\varphi_s| \leq \pi, \quad r_{os} = r_{1s}; \quad s = 1, \dots, M; \quad (1.18)$$

тут $\Phi_2^{(s)}$ – потенціали швидкостей внутрішнього середовищ s-го випромінювача; Φ_1 – повний потенціал швидкості поля випромінювання планарної антенної решітки; r_{1s} та r_{2s} – зовнішній та внутрішній радіуси s-го випромінювача.

2. На поверхні кожного випромінювача виконується умова рівності нормальних складових тензора напруг $\sigma_r^{(s)}$ звуковому тиску, взятому зі зворотним знаком

$$\sigma_r^{(s)} = -q_r^{(s)} = -(P_1 - P_2^{(s)}), \quad 0 \leq |\varphi_s| \leq \pi; \quad s = 1, \dots, M \quad (1.19)$$

Тут $P_2^{(s)} = \rho^{(s)} \frac{d\Phi_2^{(s)}}{dt}$ и $P_1 = \rho \frac{d\Phi_1}{dt}$ – радіаційні навантаження від динамічного

тиску.

3. Напруженість електричного поля в матеріалі п'єзокерамічної оболонки s-го перетворювача при радіальній поляризації має вигляд:

$$E_r^{(s)} = -\frac{\psi_0^{(s)}}{h_s}.$$

4. Складові електричної індукції вздовж окружності, радіусу та поздовжньої вісі описуються виразами $D_r^{(s)} = \varepsilon_{33}^{(s)} E_r^{(s)} + e_{31}^{(s)} (du^{(s)}/d\varphi_s + w^{(s)})/r_{os} + e_{33}^{(s)} (du^{(s)}/dr_{os})$
 $D_\varphi^{(s)} = D_z^{(s)} = 0$, відповідно [49].

Аналогічно з випадком окружної поляризації (підрозділ 1.3) рішення задачі будемо шукати методом зв'язаних полів в багатозв'язних областях [60]. Система рівнянь для вирішення задачі матиме вигляд:

$$\left\{ \begin{array}{l} ic_s w_n^{(s)} - B_n^{(s)} J_n'(k_s r_{2s}) = 0; \\ A_n^{(s)} + \sum_{\substack{q=1 \\ q \neq s}}^M \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m^{(q)} \frac{J_n'(k_s r_{1s})}{H_n^{(1)'}(k_s r_{1s})} H_{n-m}^{(1)}(kr_{sq}) e^{i(n-m)\varphi_{sq}} - \frac{ic_s w_n^{(s)}}{H_n^{(1)'}(kr_{1s})} = 0; \\ R_n^{(s)} B_n^{(s)} J_n'(k_s r_{2s}) \frac{1}{ic_s} + \frac{i\omega \alpha^{(s)} \rho}{h^{(s)}} \left[A_n^{(s)} H_n^{(1)}(kr_{1s}) + \right. \\ \left. + \sum_{\substack{q=1 \\ q \neq s}}^M \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m^{(q)} J_n(kr_{1s}) H_{n-m}^{(1)}(kr_{sq}) e^{i(n-m)\varphi_{sq}} \right] + \\ \left. + \frac{i\omega \alpha^{(s)} \rho_s}{h^{(s)}} B_n^{(s)} J_n(k_s r_{2s}) = \frac{r_{0s} e_{31}^{(s)} \Psi_0^{(s)}}{2\pi h_s C_{11}^{E(s)}} Q_n; \quad s = 1, \dots, M; n = -\infty, \infty. \end{array} \right. \quad (1.20)$$

де $R_n^{(s)} = [\beta^{(s)} n^3 + n] \cdot [n + \beta^{(s)} n^3] / [(1 + \beta^{(s)}) n^2 - \omega^2 \alpha^{(s)} \gamma^{(s)}] - [1 + \beta^{(s)} n^4 - \omega^2 \alpha^{(s)} \gamma^{(s)}]$,
 Q_n - коефіцієнт, пов'язаний із ортогональністю кутових функцій.

Згідно рекомендацій, приведених в роботах [48, 50, 122] замінимо невідомі $A_n^{(s)}$ та $B_n^{(s)}$ новими невідомими за формулами, наведеними в підрозділі 1.3, що дозволить перетворити нескінченну систему (1.20) до вигляду квазірегулярної і застосувати для її вирішення метод усічення або послідовних наближень.

Висновки до розділу 1

Проведено аналіз конструктивних особливостей побудови планарних антен, що складаються з кругових циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів. До них належать склад п'єзокераміки, з якого виготовлено активні елементи перетворювачів, тип використаної поляризації та характер її організації, фізичні розміри перетворювача, тип конструкції перетворювача та заповнення внутрішнього середовища перетворювача. Розглянуто фізичні моделі планарної антени та перетворювачів, що входять до її складу. Проведено аналіз існуючих методів розрахунку п'єзокерамічних перетворювачів та антен, що з них складаються.

Відповідно до розглянутих конструкцій розроблена розрахункова модель планарної антени та вибрано методи розв'язку задач визначення фізичних полів, які приймають участь в процесі роботи антени.

Строгим методом «зв'язаних» полів в багатозв'язних областях одержано аналітичні співвідношення, що дозволяють розрахувати: в частині акустичних полів, розподіл амплітуд звукових тисків в ближній зоні антенної решітки, що дозволяє виявити можливі зони виникнення кавітації при роботі антенних решіток; характеристики напрямленості антенних решіток та інші параметри, які дозволяють оцінити технічні характеристики антени, що проектується.

– в частині механічних полів: частотні та кутові залежності амплітуд та фаз радіальної та окружної коливальних швидкостей для кожного випромінювача решітки та мод їх коливань. Ці параметри дозволяють визначити механічний стан випромінювачів, зокрема їх механічну міцність.

– в частині електричних полів: частотні залежності збуджуючого електричного струму та вхідних електричних опорів випромінювачів. Ці параметри необхідні для узгодження імпедансів випромінювачів та генераторів, що їх збуджують та визначення ефективності збудження механічних коливань випромінювачами конкретних типів та конструкцій.

РОЗДІЛ 2. ВЛАСТИВОСТІ МЕХАНІЧНИХ ПОЛІВ ПЛОСКИХ БЕЗЕКРАННИХ ГІДРОАКУСТИЧНИХ АНТЕН В ЗАЛЕЖНОСТІ ВІД ОСОБЛИВОСТЕЙ КОНСТРУКТИВНОГО ВИКОНАННЯ АНТЕН ТА ЇХ ЕЛЕМЕНТІВ

2.1. Параметри досліджуваних механічних полів

Відповідно до поставлених завдань кожний електроакустичний прилад, наприклад, акустична антена, проектується з метою роботи з певними енергетичними можливостями протягом заданого терміну у визначених умовах експлуатації. Існує ряд факторів, що обмежують ці можливості, одним з яких є динамічна механічна міцність. Міцність будь-якого електроакустичного приладу визначається міцністю його найслабкішого вузла і як показує практика, таким вузлом, зазвичай, є його активний елемент. У випадку акустичної антени – це п'єзокерамічні оболонки випромінювачів, що входять до складу антени.

В процесі експлуатації конструкції антен зазнають дії як статичних, так і динамічних навантажень. Статична міцність конструкційних вузлів та антени в цілому характеризує їх властивість чинити опір руйнуванню через руйнування активного матеріалу при дії сталих розтягуючих зусиль. Кількісною мірою статичної міцності є межа міцності – максимальне напруження розтягування або стискання, яке витримує матеріал. При цьому динамічні механічні напруження, що виникають при роботі антени в режимі випромінювання звуку при коливаннях активних елементів її випромінювачів, не повинні перевищувати відповідну межу міцності. Динамічні напруження, в свою чергу, лінійно залежать від коливальної швидкості, що утворюється на поверхні випромінювачів в режимі випромінювання звуку. Окрім того, величина коливальної швидкості, що розвивається випромінювачем, визначає величину акустичної потужності, що випромінюється в середовище [61]. Таким чином, знання особливостей механічних полів антени необхідне для забезпечення необхідної випромінюваної потужності та механічної міцності антени та випромінювачів у її складі.

Характерною особливістю класичної постановки випромінювання звуку гідроакустичними антенами є те, що коливальна швидкість на поверхні випромінювача вважається заданою [98, 104, 47, 124]. За таким підходом був виконаний ряд робіт, присвячених розрахунку та дослідженню циліндричних випромінювачів та антен, що з них складаються. В роботі [32] наведено строге рішення задачі випромінювання звуку жорсткою оболонкою скінченної довжини, що здійснює довільні коливання. В межах даної роботи радіальна складова коливальної швидкості на поверхні оболонки характеризується деякою відомою функцією. При розрахунках розподіл коливальної швидкості на поверхні оболонки приймався радіально симетричним. Аналогічний підхід використовують в роботах [38, 31]. Використання такого підходу може бути виправданим, коли розглядається одиничне джерело звуку [50].

З фізичної точки зору в останні роки більш поширеним підходом при розгляді циліндричних випромінювачів різних конструкцій став розв'язок наскрізної задачі випромінювання звуку, коли заданим параметром являється не коливальна швидкість робочої поверхні, а підведена до випромінювача збуджуюча напруга. Такий підхід дозволяє врахувати те, що коливальна швидкість на поверхні випромінювача залежить як від величини збуджуючої напруги, матеріалу, з якого виконано п'єзокерамічну оболонку, форми та розмірів цієї оболонки, так і від імпедансних характеристик зовнішнього та внутрішнього робочих середовищ випромінювачів [95, 97].

Робота [34] пропонує підхід до вирішення «наскрізної» задачі випромінювання звуку, коли заданою є електрична напруга на вході випромінювача. Розглянуто систему із співвісних випромінювачів скінченної довжини. Показано, що при роботі випромінювачів у складі решітки скінченних розмірів коливання кожного з них передаються його сусідам через робоче середовище, що суттєво впливає на їх параметри. Таким чином зроблено висновок, що розміщення випромінювача у складі антенної решітки скінченних розмірів призводить до нерівномірного радіаційного навантаження її випромінювачів. Внаслідок цього коливальна

швидкість на поверхні антенної решітки також стає нерівномірною, як показано в роботі [95].

З огляду на сказане для оцінки характеристик випромінювача, що визначаються його механічним полем, а саме, його механічної міцності та якості електромеханічного перетворення енергії доцільно досліджувати частотні залежності амплітуди зміщень, амплітуд та фаз коливальних швидкостей на поверхні випромінювача та кутовий розподіл коливальної швидкості на поверхні випромінювача на вибраних частотах, відповідно. Окрім того, оскільки із фізичних міркувань ясно, що робота випромінювача у складі антенної решітки порушує рівномірність його радіального випромінювання, стає доцільною необхідність розгляду як радіальних зміщень та коливальних швидкостей, так і окружних. Відповідні розрахункові вирази для їх визначення для S -го випромінювача у складі скінченної антенної решітки мають наступний вигляд:

- для радіальних $w^{(s)}$ та окружних $u^{(s)}$ зміщень

$$w^{(s)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} w_n^{(s)} e^{in\varphi_s}, u^{(s)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} u_n^{(s)} e^{in\varphi_s}, s = 1..M.$$

- для радіальних $\frac{\partial w^{(s)}}{\partial t}$ і окружних $\frac{\partial u^{(s)}}{\partial t}$ коливальних швидкостей

$$\frac{\partial w^{(s)}}{\partial t} = -i\omega w^{(s)} = -i\omega \sum_{n=-\infty}^{\infty} w_n^{(s)} e^{in\varphi_s}, s = 1..M,$$

$$\frac{\partial u^{(s)}}{\partial t} = -i\omega u^{(s)} = -i\omega \sum_{n=-\infty}^{\infty} u_n^{(s)} e^{in\varphi_s}, s = 1..M.$$

Тут коефіцієнти $w^{(s)}$ визначаються в результаті розв'язку нескінченних систем лінійних алгебраїчних рівнянь виду (1.16) для випромінювачів з окружною поляризацією та (1.20) – для випромінювачів з радіальною поляризацією. Для встановлення закономірностей поведінки властивостей механічних полів від особливостей конструктивного виконання випромінювачів у складі антенної решітки досліджувались частотні і кутові залежності амплітуд та фаз наведених параметрів цих полів та мод, з яких вони складаються, від:

– типу виконання конструкцій випромінювачів у складі решітки – силової чи компенсованої та фізичних характеристик середовищ, що заповнюють внутрішню порожнину випромінювачів;

- конструкції та розмірів антенної решітки;
- складу застосованої в конструкції п'єзокераміки та характеру її поляризації;
- розмірів п'єзокерамічної оболонки випромінювачів у складі антенної решітки.

Числові розрахунки виконувались для наступних числових значень параметрів та характеристик елементів конструкцій випромінювачів з екраном.

Склад матеріалу п'єзокерамічної оболонки приймаємо наступним: ЦТБС-3, ЦТС-19, ТБК-3. Характеристики матеріалів приведено в табл. 2.1

Таблиця 2.1

Параметр	Склад кераміки		
	ЦТБС-3	ЦТС-19	ТБК-3
Густина, $\rho_k, \text{кг} / \text{м}^3$	7210	7740	5400
П'єзомодуль, $d_{31} / d_{33} \cdot 10^{-12}, \text{Кл} / \text{Н}$	134 / 286	125 / 304	49 / 121
Модуль пружності, $C_{11}^E / C_{33}^E \cdot 10^{10}, \text{Н} / \text{м}^2$	15,1 / 13,6	10,9 / 9,3	15,7 / 15,3
Діелектрична проникність, $\varepsilon_{33}^S / \varepsilon_0$	1280	935	950

З огляду на те, що у розрахункових виразах використовується п'єзоконстанти (e_{33}, e_{31} - розділ 1), їх значення визначаються з наведених у таблиці 2.1 значень п'єзомодулів та констант за допомогою наступних співвідношень [60, 111]:

$$e_{33} = d_{33} \cdot C_{33}^E, \quad e_{31} = d_{31} \cdot C_{11}^E.$$

Середні радіуси п'єзокерамічних оболонок та їх товщини змінювались відповідно в діапазонах $r_{os} = 0,068 \div 0,12 \text{ м}$ та $h_s = 0,008 \div 0,012 \text{ м}$. Кількість випромінювачів у складі антенної решітки змінювалась в діапазоні $M = 3 \div 5$. Відстань між вісями сусідніх випромінювачів змінювалась в діапазоні $l_{qs} = 0,147 \div 0,2 \text{ м}$. Кількість призм в оболонках з окружною поляризацією була прийнята рівною $N_s = 48$ [93, 94]. Електрична напруга, якою збуджувався кожен з випромінювачів антенної решітки, становила $\psi_0^{(s)} = 200 \text{ В}$. Внутрішні порожнини п'єзокерамічних оболонок випромінювачів вакуумувались ($\rho_s c_s = 0$), заповнюватись повітрям при нормальному атмосферному тиску

$(\rho_s c_s = 419,1 \text{ кг/м}^2 \text{с})$ або рідинами з різними густиною та швидкістю звуку $(\rho_s c_s = 1,5 \cdot 10^6 \text{ кг/м}^2 \text{с}; 1,2 \cdot 10^6 \text{ кг/м}^2 \text{с}; 0,75 \cdot 10^6 \text{ кг/м}^2 \text{с})$. Розглядався частотний діапазон $f = 0 \div 20000 \text{ Гц}$. При розрахунках в якості основного варіанту конструкції антенної решітки була вибрана решітка, що складається з трьох елементів, оскільки вона містить як центральний (відносно центру симетрії антени), так і крайні випромінювачі. Усі наведені частотні залежності зміщень та коливальних швидкостей розраховувались в точках на поверхні випромінювачів, що лежать на випромінюючій площині антени (розділ 1, рис. 1.6, $\varphi^{(s)} = 90^\circ$).

2.2. Властивості механічних полів плоских антен, утворених із п'єзокерамічних випромінювачів силової конструкції

Як показано в попередньому розділі, суттєвою особливістю будь-якого випромінювача є тип виконання його конструкції – силова чи компенсована. Фізично ці типи конструкції відрізняються між собою параметрами середовища, що заповнює внутрішній об'єм випромінювача. В силових конструкціях внутрішній об'єм вакуумується, і при цьому імпеданс його середовища $\rho_s c_s$ близький до нуля, або заповнюється якимось газом, наприклад, повітрям, хвильовий опір якого $\rho_s c_s$ малий. Такий характер заповнення внутрішньої порожнини випромінювача зумовлює або повну відсутність впливу внутрішнього поля на механічні поля випромінювача силової конструкції у випадку вакуумування внутрішнього об'єму, або якийсь певний вплив.

У випромінювачів, побудованих з використанням компенсованої конструкції зовнішній гідростатичний тиск вирівнюється гідростатичним тиском у внутрішній порожнині випромінювача. Така компенсація досягається шляхом заповнення внутрішньої порожнини випромінювача рідиною або газом під тиском. З точки зору технічної реалізації більш прийнятним є виконання компенсованої конструкції з заповненням внутрішньої порожнини випромінювача рідиною. Проте, з огляду на те, що рідина має густину ρ_s та швидкість поширення звукових коливань c_s ,

порівняні з густиною ρ та швидкістю поширення коливань c зовнішнього робочого середовища, тобто води, то вплив такого типу внутрішнього заповнення на формування механічних полів випромінювача має бути суттєво більшим, ніж у випадку силової конструкції.

Оцінка впливу використовуваного типу конструкції випромінювача на формування механічних полів самого випромінювача та антени в цілому при проведенні проектних робіт потребує кількісних значень. Дослідженню цих питань і присвячено даний підрозділ.

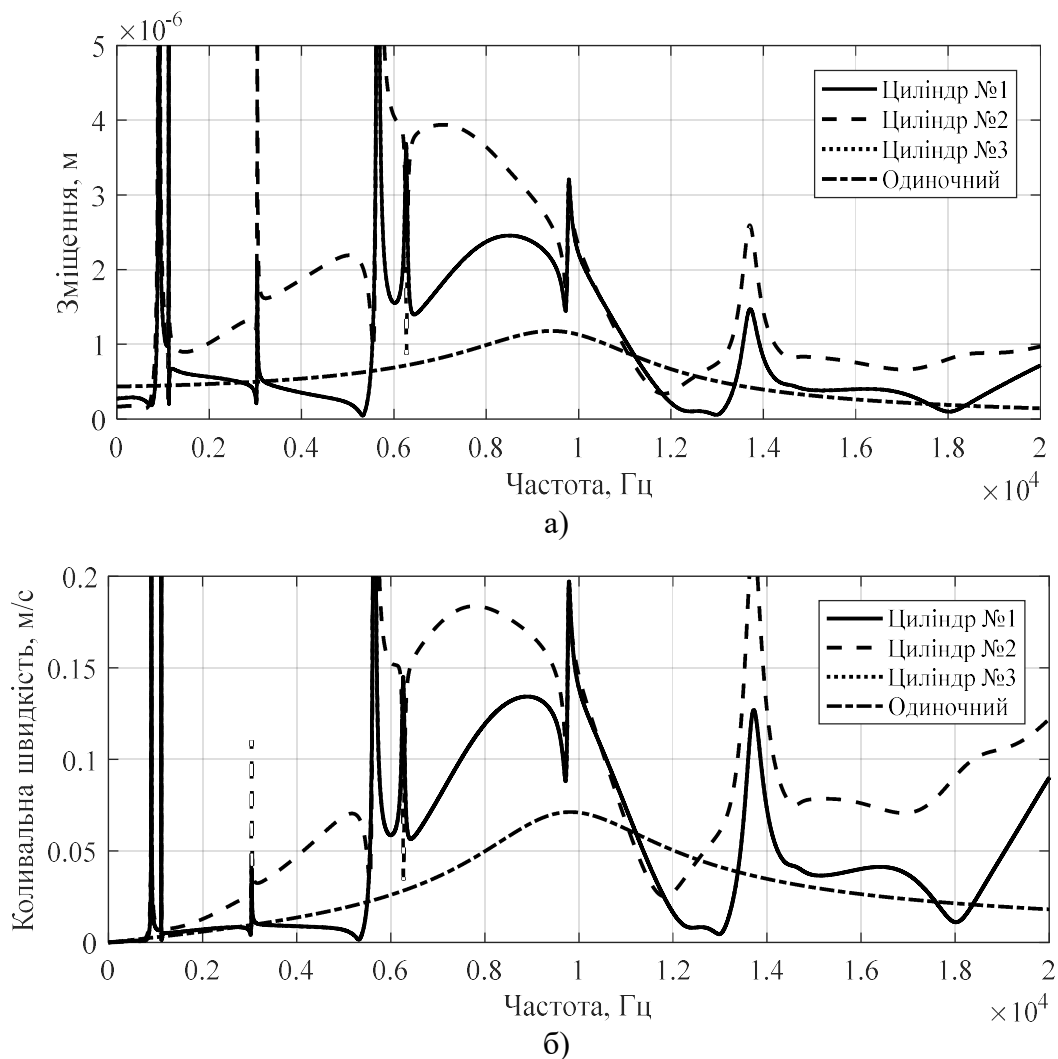
Спершу визначимо характеристики механічних полів випромінювачів в планарній антені, за допомогою яких буде проводитись оцінка впливу типу конструкції на властивості цих полів. Аналіз проведений у попередньому підрозділі свідчить, що найбільш доцільним є дослідження частотних залежностей амплітуд та фаз коливальної швидкості у визначеній точці на поверхні випромінювача $w^{(s)}(f) = w(r_{2s}, \varphi^{(s)}, f)$ при $\varphi^{(s)} = 90^\circ$ та їх кутових залежностей $w^{(s)}(\varphi) = w(r_{2s}, \varphi^{(s)}, f)$ на певних частотах (тут і надалі в роботі s визначає номер випромінювача в антенній решітці).

Розрахунки вказаних параметрів будемо проводити для трьохелементної антени в точках на поверхні випромінювачів, що лежать на випромінюючій поверхні антени ($\varphi_0^{(s)} = 90^\circ$), для наступних параметрів випромінювачів у її складі: $r_{os} = 0,068$ м; $h_s = 0,008$ м; $l_{qs} = 0,003$ м; окружна поляризація; п'єзокераміка складу ЦТБС-3; внутрішня порожнина вакуумована або заповнена повітрям при нормальному атмосферному тиску (силова конструкція).

Перш за все слід відмітити, що частотні характеристики як зміщень, так і коливальних швидкостей випромінювачів у складі антенної решітки суттєво відрізняються від частотної характеристики одиночного випромінювача. По-друге, при роботі у складі решітки частотні залежності амплітуд та фаз крайніх, є дзеркальними між собою та суттєво відрізняються від характеристик центрального випромінювача. Це свідчить про порушення радіальної симетрії випромінювання у кожного випромінювача при його роботі у складі антенної решітки.

Аналіз кривих рис. 2.1 показує, що при розгляді механічних полів вакуумованих п'єзокерамічних випромінювачів можна виділити три частотні області: низькочастотну ($0 \text{ Гц} < f < 5 \text{ кГц}$); резонансну ($5 \text{ кГц} < f < 12 \text{ кГц}$); високочастотну ($12 \text{ кГц} < f < 20 \text{ кГц}$). У порівнянні з частотною характеристикою одиночного випромінювача та між собою кожна з частотних областей характеризується суттєвими особливостями.

В низькочастотній області коливальну швидкість випромінювачів можна охарактеризувати наступним чином. Як і у випадку одиночного випромінювача, амплітуда коливальної швидкості стрімко спадає зі зменшенням частоти.



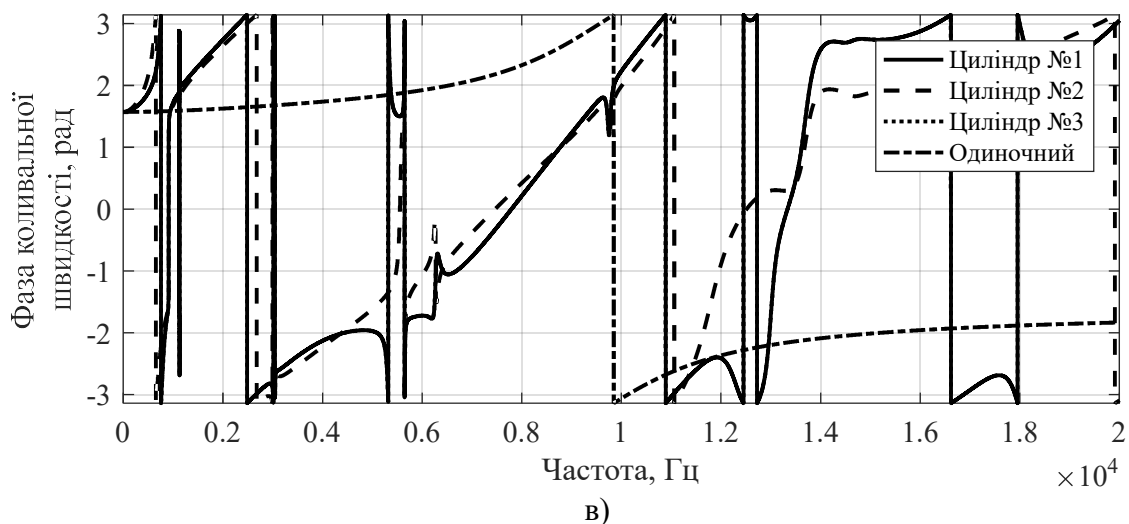


Рис. 2.1. Частотна залежність амплітуди зміщень (а), коливальної швидкості (б) та фази коливальної швидкості (в) на поверхні вакуумованих випромінювачів

Це пояснюється тим, що зі зменшенням частоти швидко зростає власний механічний імпеданс оболонки, оскільки в цій області він має пружний характер, а імпеданс випромінювання падає внаслідок зменшення хвильових розмірів випромінювача. При цьому новою особливістю є те, що в цій області з'являється ряд додаткових резонансів (рис. 2.1), амплітуди яких значно перевищують не тільки амплітуду основного резонансу одиночного випромінювача але й амплітуди основних резонансів випромінювачів у складі антенної решітки (рис. 2.1, б). Крім них має місце також ряд резонансів, амплітуда яких суттєво менша (рис. 2.1, в). При цьому модулі коливальних швидкостей різних випромінювачів в одній і тій же антені на одній і тій же частоті можуть відрізнятися в 5 і більше разів, а значення частот, на яких фазові характеристики приймають значення нуля, у середніх і крайніх випромінювачів різні. Більше того, фазові характеристики всіх випромінювачів по кілька разів перетинаються вісь частот. Це вказує на те, що характери реактивних складових механічних імпедансів випромінювачів антени багаторазово змінюються – з пружного на інерційний і зворотно.

В резонансній області власні механічні імпеданси всіх п'єзокерамічних оболонок порівняні з їх імпедансами випромінювання, тому тут реакція середовища на збудження в ньому звукових хвиль та обмін енергією між випромінювачами по

полю повинні були б суттєво зростати. Цей факт зростання і демонструють криві рис. 2.1, б.

Дійсно, в резонансній області, де одиночний випромінювач має один основний резонанс та пологу зміну частотної характеристики коливальної швидкості, в антенній решітці у всіх її випромінювачів в частотних залежностях відбуваються суттєві зміни. Вони полягають у появі провалів в резонансній області, кількість та величина яких залежить від місця розміщення випромінювача в антенній решітці. В той же час в деяких областях частот амплітуди зміщень (рис. 2.1, а) та коливальних швидкостей (рис. 2.1, б) одиночного випромінювача та випромінювачів у складі антенної решітки мало відрізняються між собою.

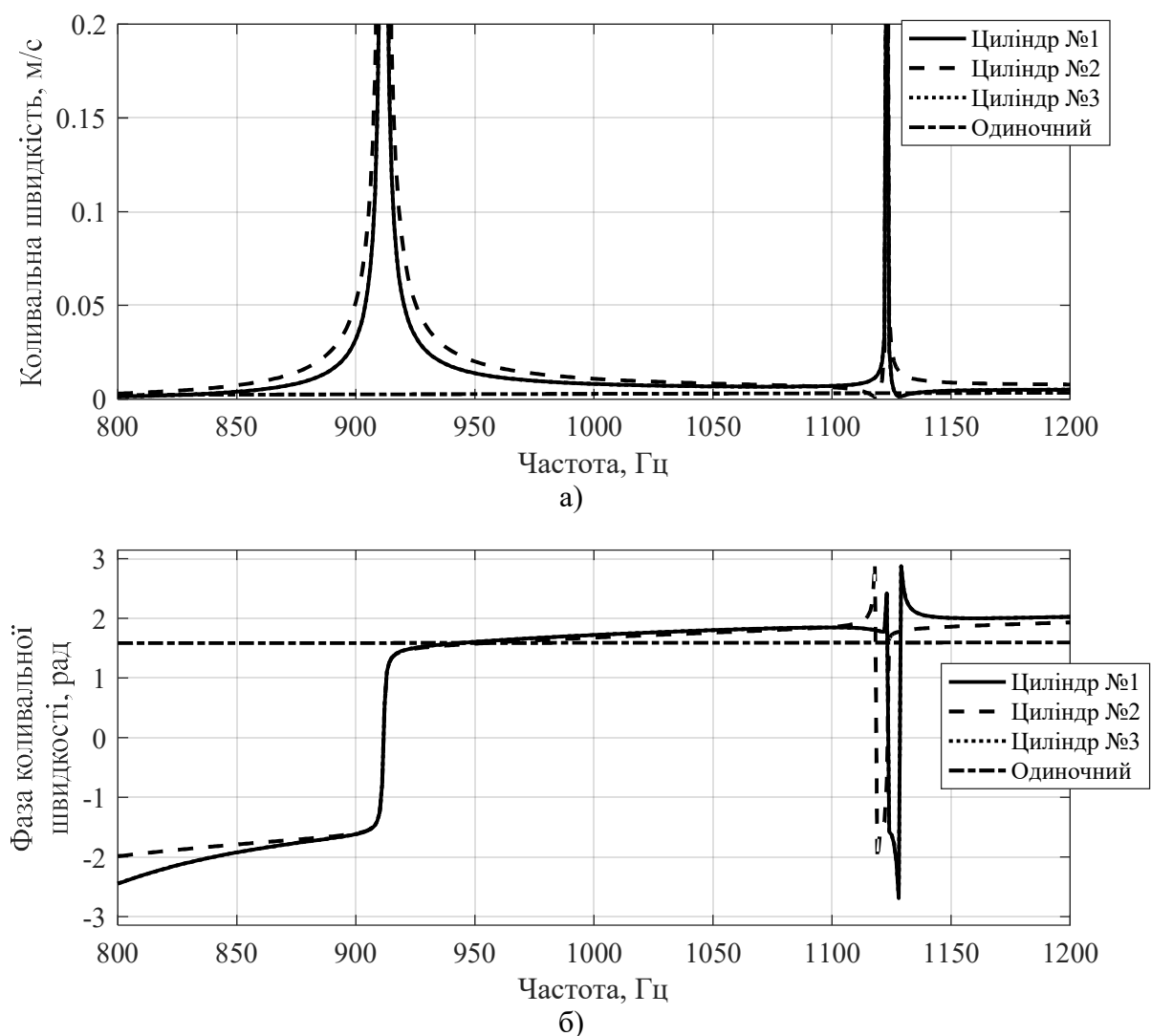


Рис 2.2. Частотна залежність амплітуди (а) та фази (б) коливальної швидкості в місці додаткового резонансу

У високочастотній області амплітуда коливальної швидкості спадає із ростом частоти, що пояснюється збільшенням власного механічного імпедансу випромінювача, який в цій області має інерційний характер. Тут теж має місце тенденція вирівнювання швидкостей коливань всіх випромінювачів решітки, але не такого швидкого, як в низькочастотній області. Це обумовлено тим, що дійсна частина імпедансу випромінювання зростає з частотою, а взаємодія випромінювачів по акустичному полю залишається значною, про що свідчить співставлення кривих швидкостей випромінювачів у складі решітки та одиночного. Тут також спостерігається поява ряду резонансів. Вони є більш широкосмуговими, ніж в низькочастотній області, а їх амплітуда може бути меншою, ніж на низьких частотах.

Таким чином, можна зробити висновок, що при роботі випромінювачів у складі антенної решітки, при електричному збудженні їх на нульовій моді, за рахунок багатократного перевідбиття хвиль між випромінювачами в антенні виникають додаткові механічні резонанси. Аналіз частотних залежностей амплітуд та фаз (рис. 2.1, б, в) свідчить про те, що ці резонанси є власними частотами системи «випромінювач – прилягаюче зовнішнє середовище – сусідні випромінювачі антенної решітки». Таким чином можна стверджувати, що акустична взаємодія випромінювачів в антені приводить до розширення та збагачення спектрів власних частот механічних полів випромінювачів при роботі їх у складі антенної решітки.

Аналіз кривих рис. 2.2 показує, що в низькочастотній області додаткові резонанси, обумовлені акустичною взаємодією випромінювачів в антені, мають відносно малу резонансну смугу, меншу ніж резонансні смуги додаткових викидів в високочастотній області.

Встановимо фізичні причини появи цих додаткових резонансів. Із фізичних міркувань зрозуміло, що одиночний циліндричний випромінювач має радіально симетричне радіаційне навантаження, завдяки чому в ньому може збуджуватись лише нульова (пульсуюча) мода коливань. В той же час при розміщенні такого випромінювача у складі планарної антенної решітки ця радіальна симетрія радіаційного навантаження порушується, оскільки сусідні випромінювачі решітки

завдяки багаторазовому обміну між собою звуковими хвилями мають різні величини цих радіаційних навантажень в різних кутових напрямках. Вони залежать від кількості випромінювачів в антенній решітці, відстані між ними та місця розміщення їх в решітці (рис. 2.1, б).

Фізичні наслідки такої зміни навантажень можливо встановити, аналізуючи криві рис. 2.3 і 2.4. Як показано в роботі [6], при зв'язаних поздовжньо-згинних коливаннях циліндричних оболонок для кожної форми коливань існує дві власні частоти, які відповідають принципово різним напружено-деформованим станам п'єзокерамічних оболонок і належать двом гілкам розв'язку дисперсійного рівняння – низькочастотній та високочастотній. Видно, що на відміну від радіально симетричної системи, якою є одиночний циліндричний випромінювач і в якій при вибраному способі електричного збудження виникає тільки одна – нульова власна форма коливань, а, відтак, і один резонанс системи, в лінійній антенній решітці з порушеною симетрією радіаційних навантажень її випромінювачів з'являються наступні моди коливань. Їх амплітудні залежності є не тільки порівняними, але й значно більшими амплітуди пульсуючих коливань випромінювача. Це означає, що в решітці здійснюється ефективний перерозподіл енергії, яка «закачується» в випромінювачі антени на нульовій моді їх коливань, між наступними формами коливань.

Аналіз рис. 2.1 та 2.3 свідчить про те, що з порушенням радіальної симетрії радіаційного навантаження випромінювачів у складі антенної решітки, порівняно з одиночним випромінювачем, при збудженні їх на нульовій моді коливань збуджується не лише радіальна складова зміщень та коливальних швидкостей на поверхні випромінювачів, а і спостерігається поява відсутньої у одиночного випромінювача окружної складової.

Частоти, які належать верхній гілці, лежать вище частоти нульової моди коливань п'єзокерамічних оболонок випромінювачів. Для низькочастотної гілки при досліджуваних значеннях h_s/r_{os} та діапазонах частот має місце кілька власних частот.

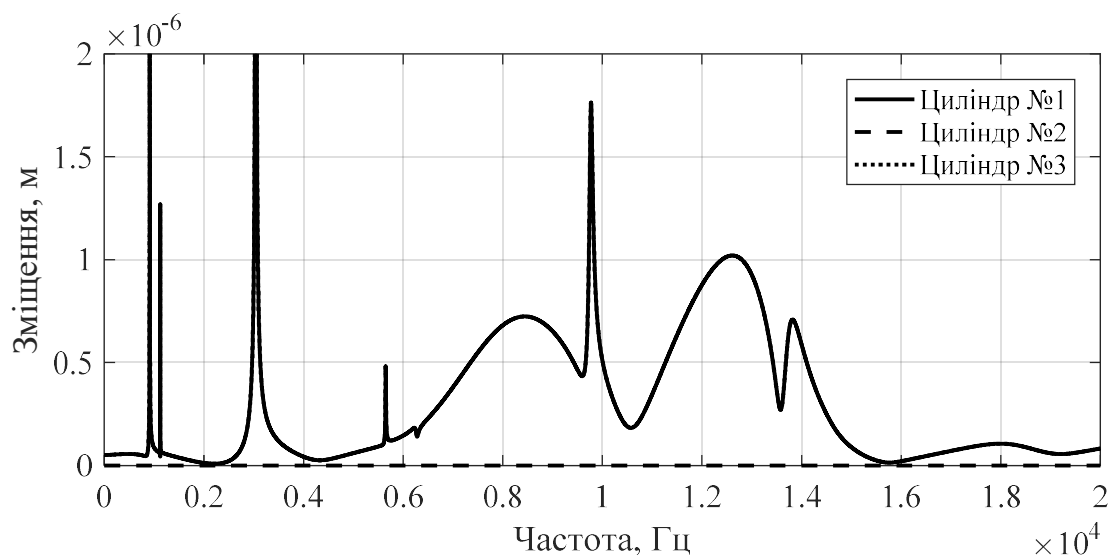
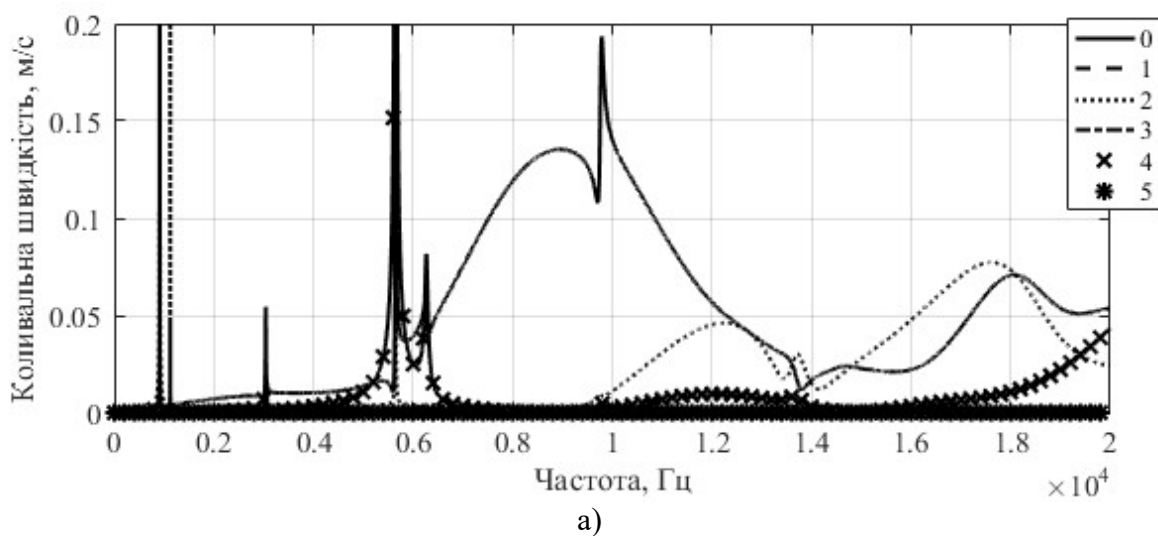


Рис. 2.3. Частотна залежність модуля амплітуди окружних зміщень на поверхні випромінювачів

В низькочастотному діапазоні взаємодія мас оболонок випромінювачів, приєднаних мас рідини, що оточує випромінювачі, та пружностей шарів рідини, яка знаходиться між випромінювачами антенної решітки, створюють умови для появи в решітці додаткових резонансів з низькими частотами, які відсутні в спектрах власних частот одиночних випромінювачів.

Для більш детального вивчення резонансів у всіх областях частот розглянемо частотні залежності амплітуд (рис. 2.4) та фаз (рис. 2.5) коливальних швидкостей окремих мод коливань, та їх вплив на формування частотної залежності повної коливально швидкості.



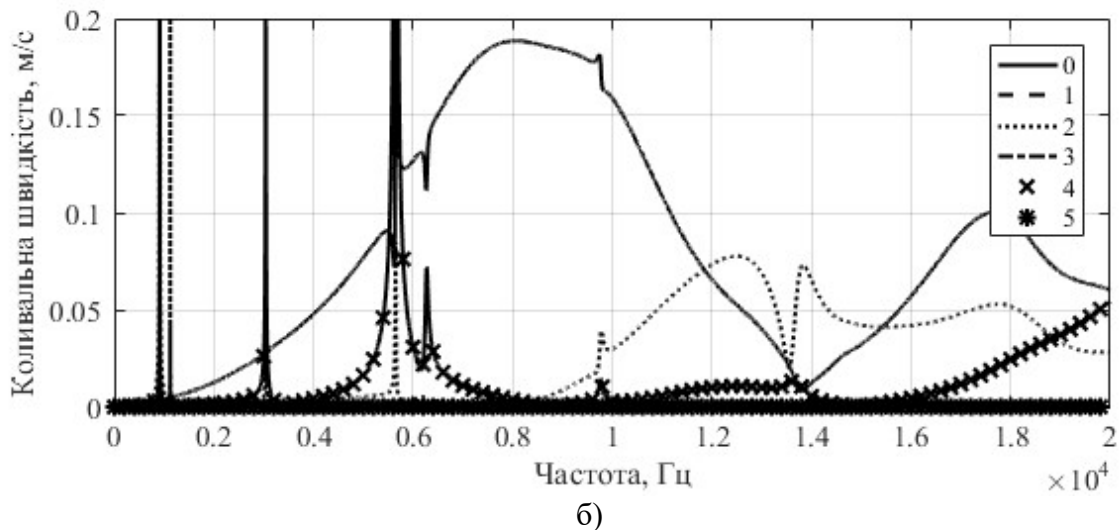


Рис. 2.4. Частотні залежності амплітуди коливальної швидкості перших шести мод коливань крайніх (а) та центрального (б) випромінювачів в трьохелементній решітці

З аналізу кривих рисунку 2.4 та 2.1 видно, що на формування додаткових резонансів коливальної швидкості впливає не лише нульова мода коливань, а і в значній мірі додаткові моди, а саме: друга та четверта. На деяких частотах їх амплітуди перевищують амплітуду нульової моди в кілька разів. А оскільки при цьому фази коливальних швидкостей мод з номерами $n \geq 1$ (рис. 2.5) близькі між собою на певних частотах, то саме на цих частотах і виникають ці додаткові резонансні викиди повної коливальної швидкості. При цьому, по-перше, для кожної з частот резонансних викидів механічного поля випромінювачів ці викиди утворюються в основному відповідною модою коливань та певною суперпозицією швидкостей інших мод коливань, які на цій частоті мають свої амплітуди і фази. По-друге, склад мод, утворюючих додаткові резонансні викиди повної коливальної швидкості, залежить від місця розташування випромінювача в антенній решітці і є різним для різних випромінювачів. По-третє, для заданих розмірів решітки, кількості випромінювачів та їх розмірів в більшій мірі вплив форм коливань на амплітуди повної швидкості випромінювачів проявляє себе саме в низькочастотній області. Резонансна область для всіх випромінювачів решітки виділяється тим, що моди з номерами $n \geq 1$ мають фази, близькі до протилежних з фазою нульової моди. Завдяки цьому частотні залежності повної коливальної швидкості поблизу частоти механічного резонансу одиночного випромінювача у випромінювачів у складі

антенної решітки мають значний провал. В області високих частот радіальна швидкість коливань нульової моди відновлює своє домінуюче значення.

Слід відмітити, що для центрального (рис. 2.5, б) та крайніх (рис 2.5, а) випромінювачів характер поведінки коливальної швидкості додаткових мод суттєво відрізняється. Для крайніх випромінювачів амплітуда швидкості додаткових мод коливань спадає більш поступово зі зростанням номера моди.

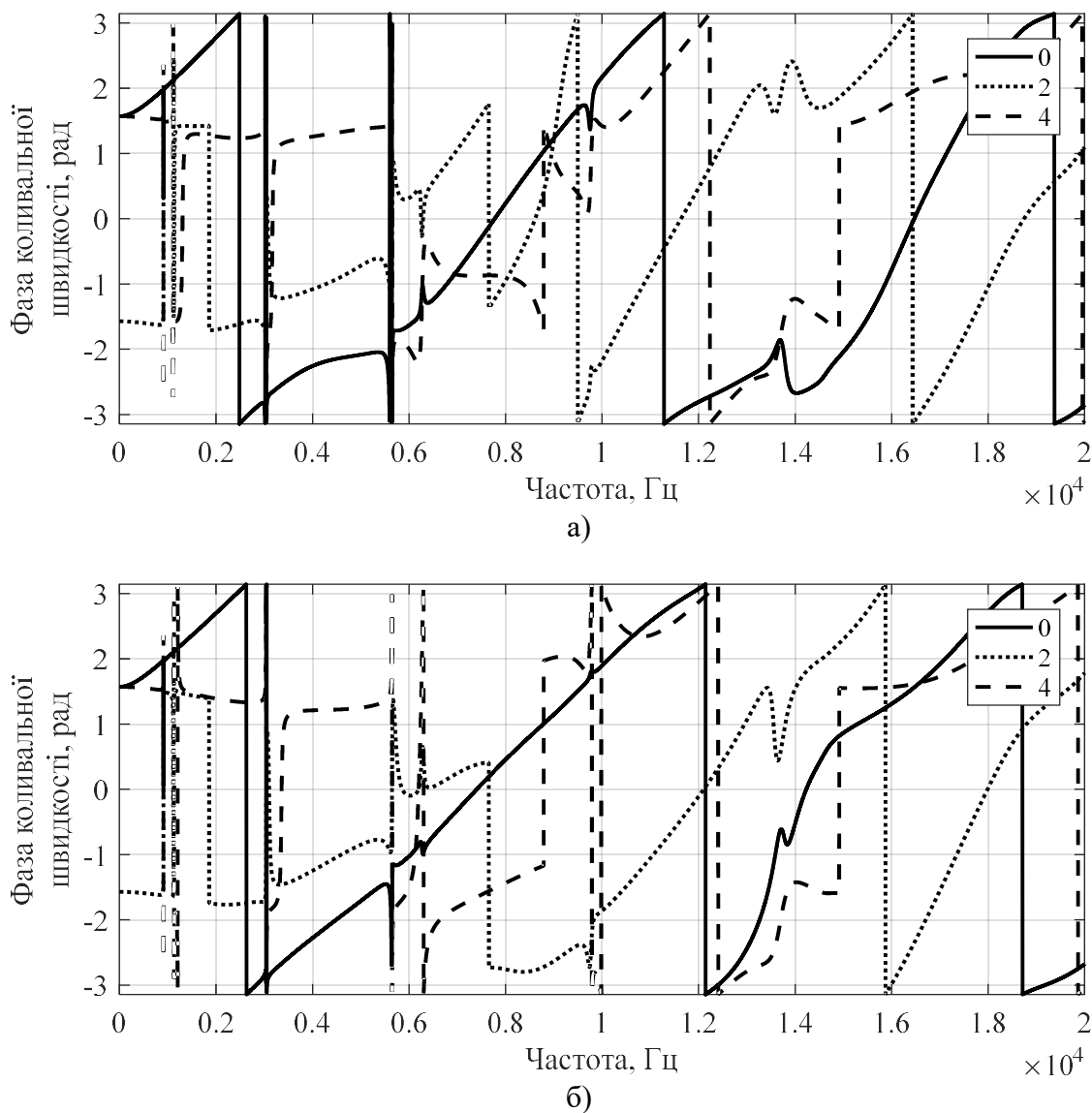


Рис. 2.5. Частотна залежність фази коливальної швидкості нульової та парних мод крайнього (а) та центрального (б) випромінювачів в решітці

Для більш детальної оцінки впливу додаткових мод коливань на повні коливальні швидкості випромінювачів розглянемо кутові залежності амплітуди та фази коливальної швидкості на поверхні кожного з випромінювачів у складі решітки

(рис. 2.6) на частотах, що відповідають резонансу в низькочастотній області 5649 Гц, а також на частоті механічного резонансу одиночного випромінювача 9410 Гц.

Як показує аналіз рис. 2.6, на відміну від розподілу коливальної швидкості на поверхні одиночного випромінювача розподіл коливальної швидкості на поверхні випромінювачів у складі антенної решітки є дуже неоднорідним, що пояснюється вкладом додаткових мод коливань механічного поля. Природно, що при відсутності цих мод кутові розподіли амплітуд і фаз радіальних швидкостей випромінювачів при вибраному способі електричного навантаження також мали б однорідний характер. Поява і участь в коливальному процесі оболонок решітки випромінювачів крім нульової моди вищих мод коливань істотно змінює цю картину. Перш за все це проявляється в тому, що кутові розподіли амплітуд і фаз коливальних швидкостей суттєво відрізняються між собою для крайніх і серединних випромінювачів планарної решітки. При цьому у серединних випромінювачів при зміні набору мод коливань на різних частотах, де ці моди проявляються максимально, форма кутових розподілів практично зберігається, а змінюється тільки амплітуда коливання швидкостей, а розподіл на їх поверхні на всіх частотах є симетричним як відносно вісі антени, так і відносно лінії, що перпендикулярна до цієї вісі.

Для крайніх же випромінювачів решіток змін зазнають і форма кутових розподілів швидкості і їх амплітуда, причому на більш високих частотах ці зміни менше, ніж на низьких. Розподіл амплітуди швидкості на поверхні крайніх випромінювачів симетричний лише відносно вісі антени і є дзеркальним відносно серединного випромінювача. Слід відмітити, що практично на всіх частотах та кутах амплітуда коливальної швидкості на поверхнях центрального випромінювача більша, ніж на поверхні крайніх.

Фізично це пояснюється тим, що при однаковому збудженні всіх випромінювачів антенної решітки найбільша амплітуда коливальної швидкості досягатиметься на поверхні елементів, що розміщені ближче до центру антени. Слід відмітити той факт, що незалежно від обраної частоти коливальна швидкість має максимальні значення в точках на поверхні випромінювача, що лежать на вісі ОХ антени.

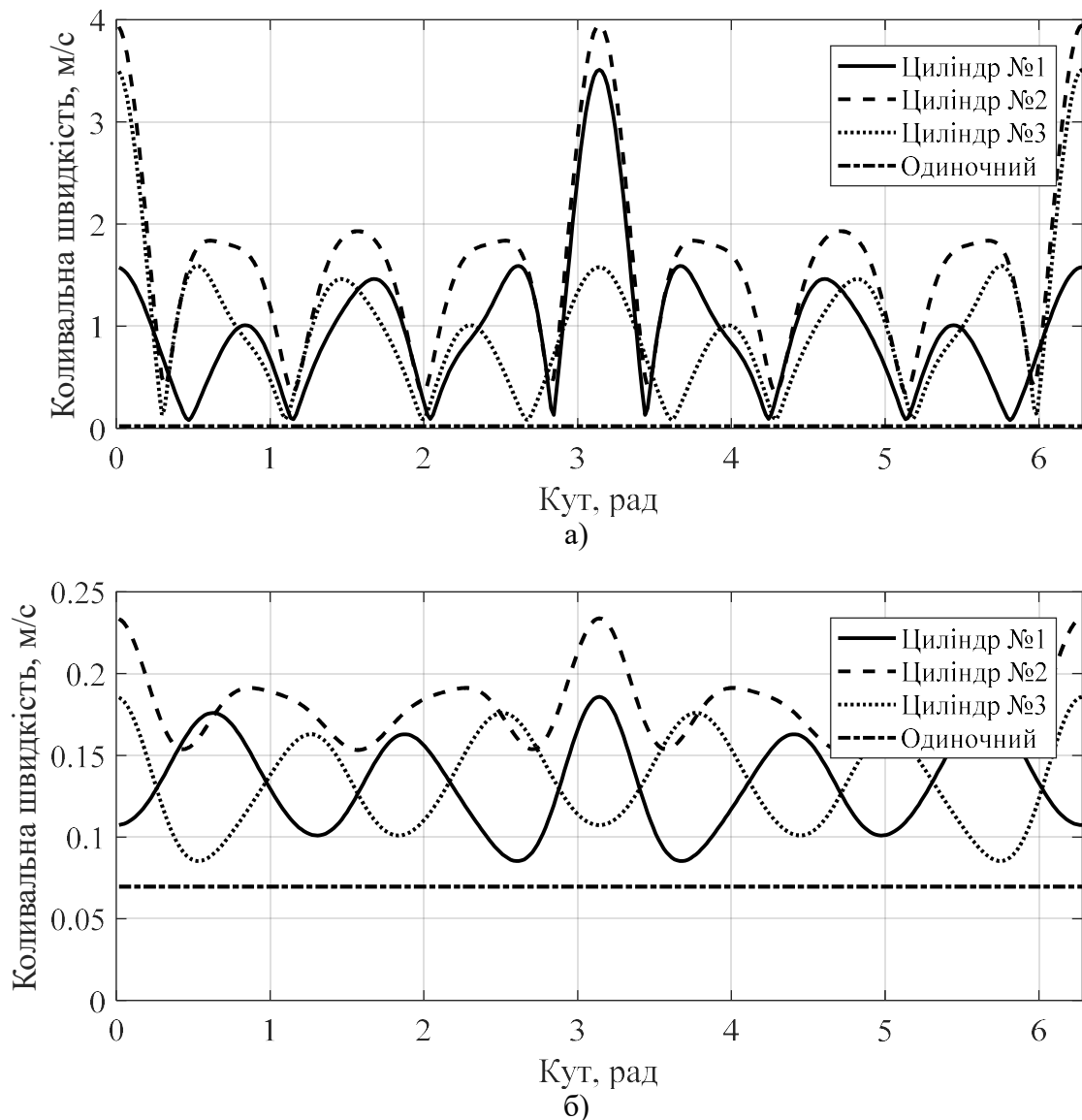


Рис. 2.6. Кутовий розподіл амплітуд коливальної швидкості випромінювачів у складі антенної решітки на частотах 5649 Гц (а), 9410 Гц (б)

Оскільки одиночний циліндричний випромінювач має завжди однорідний розподіл коливальної швидкості по своїй поверхні, то наведені кутові залежності розподілу коливальної швидкості на поверхні випромінювачів у складі антенної решітки свідчать про значний вплив акустичної взаємодії випромінювачів у складі антенної решітки на розподіл коливальної швидкості на поверхні випромінювачів.

Цікавим є той факт, що при розгляді частотних залежностей амплітуд та фаз мод коливальної швидкості у всіх випромінювачів у складі антенної решітки амплітуда непарних мод наближується до нуля (рис. 2.5). Таку поведінку можна пояснити за допомогою розгляду кутових залежностей мод коливальної швидкості на одній з частот досліджуваного діапазону (рис. 2.7).

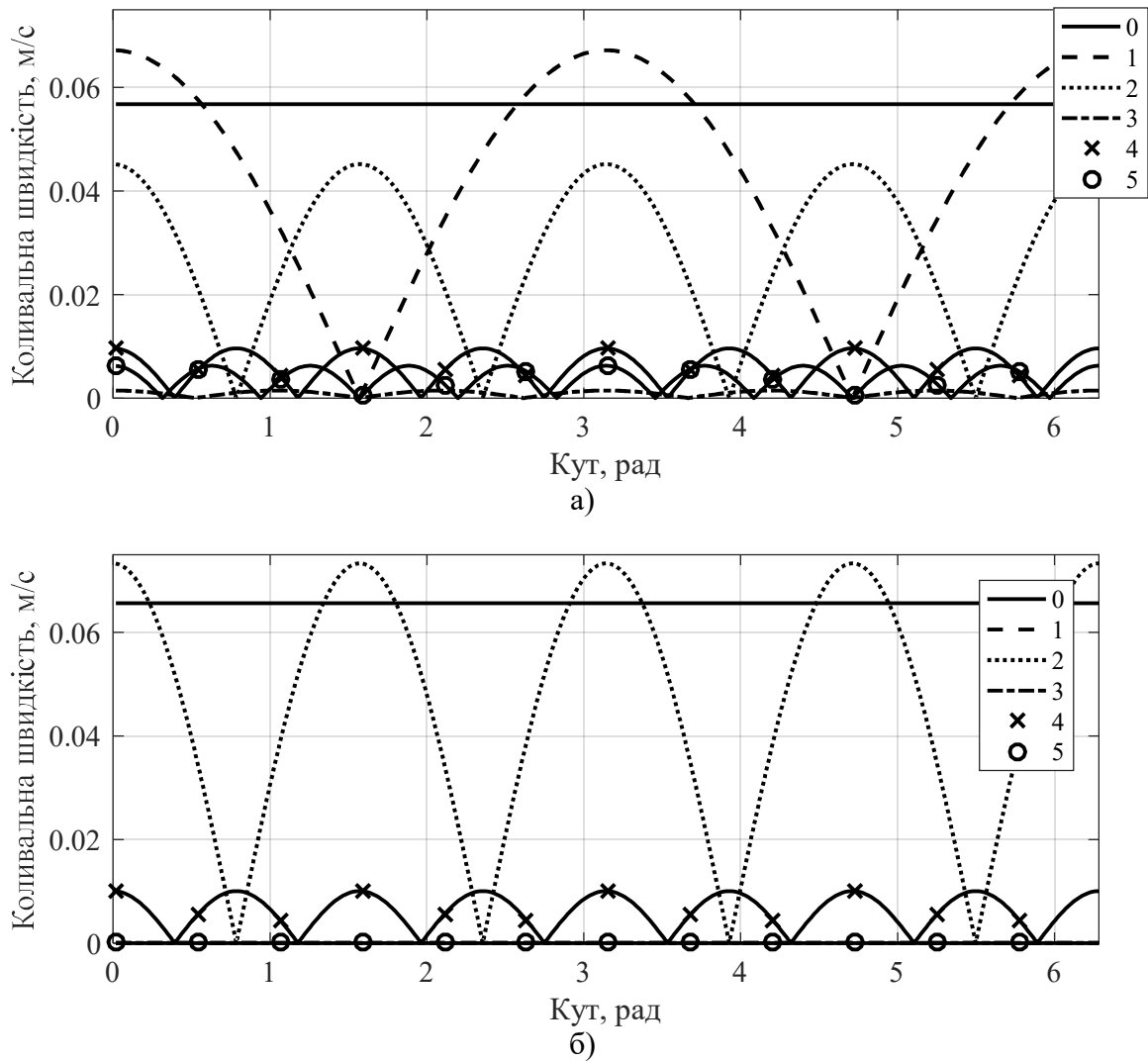


Рис. 2.7. Кутовий розподіл амплітуди коливальної швидкості на поверхні крайнього (а) та середнього (б) вакуумованих випромінювачів на частоті $f = 12000$ Гц

Аналіз приведених залежностей свідчить, що існують точки на поверхні випромінювачів, в яких амплітуда мод коливальної швидкості наближується до нуля. При цьому кількість цих точок та їх положення визначається номером відповідної моди коливань. Оскільки розрахунки характеристик проводяться в точках, що відповідають куту $\varphi_0^{(s)} = 90^\circ$, то згідно рис. 2.7, амплітуда непарних мод коливань у всьому діапазоні досліджуваних частот буде прямувати до нуля. Тому їх вклад в загальну амплітуду коливальної швидкості в цих точках можна вважати не суттєвим. Цікавим є той факт, у середнього випромінювача досліджуваної антенної решітки амплітуда непарних мод близька до нуля по всій поверхні. Таку різницю

кутового розподілу мод коливань у крайніх та середнього випромінювачів можна пояснити різницею симетрії радіаційного навантаження випромінювачів.

Розглянемо ситуацію, коли внутрішня порожнина випромінювача заповнена газом, наприклад, повітрям при нормальному атмосферному тиску (рис. 2.8), що є одним з варіантів практичної реалізації випромінювачів силового типу. Таке виконання відрізняється від вакуумованих випромінювачів наявністю в його внутрішній порожнині пружного середовища, в якому може розповсюджуватися звук.

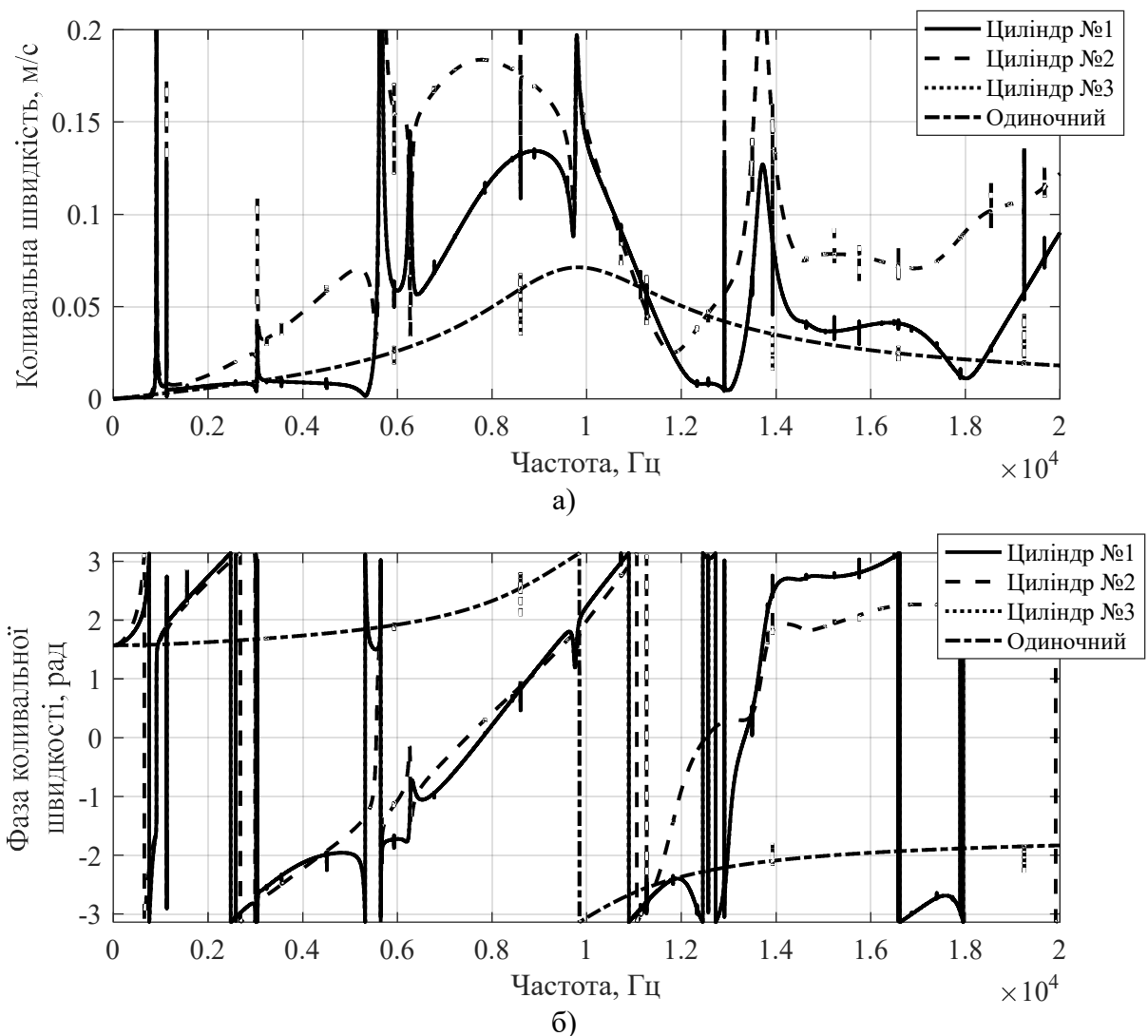


Рис. 2.8. Частотні залежності амплітуди коливальної швидкості (а) та фази коливальної швидкості (б) на поверхні випромінювачів

Утворення акустичного поля у внутрішній порожнині випромінювача матиме вплив на механічне поле кожного з випромінювачів, і, отже, впливатиме на їх роботу у складі решітки.

З аналізу кривих на рис. 2.8 видно, що при наявності у внутрішній порожнині повітря розподіл коливальної швидкості не набуває суттєвих змін порівняно з вакуумованим випромінювачем, оскільки механічний імпеданс повітря досить низький і поле, що створюється у внутрішній порожнині випромінювача слабке. Та все ж спостерігається поява ряду резонансів, які мають певну амплітуду та є дуже вузькосмуговими (рис. 2.8) і пов'язані з резонансом внутрішнього об'єму випромінювача. Окрім того на деяких частотах амплітуда цих резонансів є досить значною.

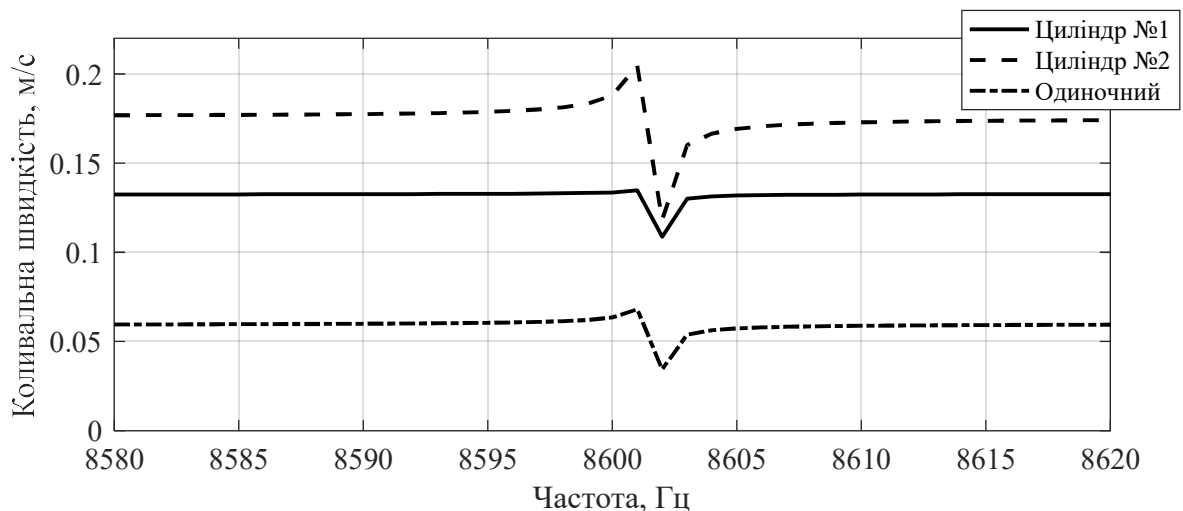


Рис. 2.9. Частотна залежність амплітуди коливальної швидкості в місці додаткового резонансу

Аналіз кривих рис 2.8 та 2.9 свідчить про те, що заповнення внутрішньої порожнини випромінювача обумовлює появу у випромінювачів в антенній решітці ще одного типу резонансів. Якщо поява раніше встановлених додаткових резонансів коливальної швидкості випромінювачів в антенній решітці обумовлюється зміною акустичного поля в зовнішньому середовищі антенної решітки і залежить від багатьох факторів, то нові вузькосмугові резонанси завдячують своїй появі особливостями внутрішнього середовища випромінювачів. З аналізу кривих рис. 2.9 видно, що додаткові резонанси мають малу амплітуду та є дуже вузькосмуговими (близько 3 – 4 Гц). Такі особливості зумовлені малими механічними втратами внутрішнього середовища випромінювача – повітря при розповсюдженні в ньому звукових хвиль.

2.3. Властивості механічних полів плоских антен, утворених із п'єзокерамічних випромінювачів компенсованої конструкції

На відміну від випромінювачів силової конструкції в компенсованих конструкціях зовнішній гідростатичний тиск компенсується гідростатичним тиском середовища в середині випромінювача. Для цього внутрішня порожнина заповнюється рідиною або газом під тиском. При цьому чим більше густина ρ_s та швидкість звуку c_s середовища всередині випромінювача, тим більший вплив поля, що створюється всередині випромінювача, на поле, створюване випромінювачем зовні.

Розрахунки проводились для трьохелементної антени, що складається з випромінювачів компенсованої конструкції, для значень $r_{os} = 0,068 \text{ м}$, $h_s = 0,008 \text{ м}$, $l_{qs} = 0,003 \text{ м}$ та п'єзокераміки складу ЦТБС-3 з окружною поляризацією.

Розглядалось кілька випадків:

- внутрішня порожнина випромінювачів заповнена рідиною, густина та швидкість якої рівні параметрам рідини, що знаходиться зовні випромінювача $\rho_s c_s = \rho c = 1.5 \cdot 10^6 \text{ кг/м}^2 \text{с}$ (вода);

- внутрішня порожнина випромінювачів заповнена рідиною, густина та швидкість якої складає величину $\rho_s c_s = 0.75 \cdot \rho c = 1.125 \cdot 10^6 \text{ кг/м}^2 \text{с}$;

- внутрішня порожнина випромінювачів заповнена рідиною, густина та швидкість якої складає величину $\rho_s c_s = 0.5 \cdot \rho c = 0.75 \cdot 10^6 \text{ кг/м}^2 \text{с}$.

Як і раніше частотні залежності амплітуд та фаз зміщень та коливальної швидкості визначались в точках ($r_{os}^{(s)} = r_{os}^{(s)} + h_s/2$, $\varphi_0^{(s)} = 90^\circ$) на зовнішній поверхні компенсованих випромінювачів у складі решітки та одиночного випромінювача.

Як і у випадку антенної решітки, що складається з випромінювачів силової конструкції, виділимо в наведених частотних залежностях три частотні області: низькочастотну ($0 \text{ Гц} < f < 5 \text{ кГц}$); резонансну ($5 \text{ кГц} < f < 14 \text{ кГц}$); високочастотну ($14 \text{ кГц} < f < 20 \text{ кГц}$).

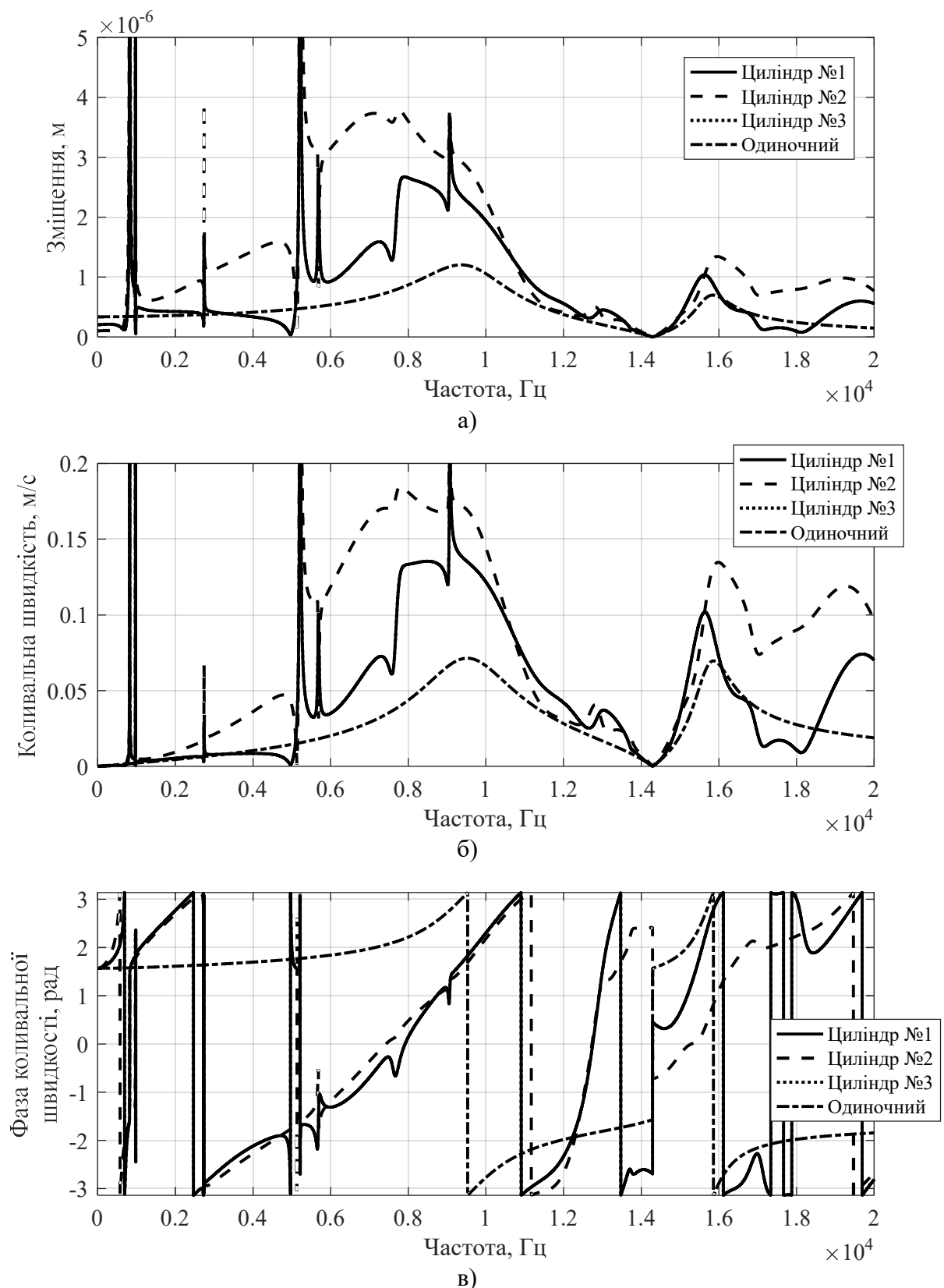
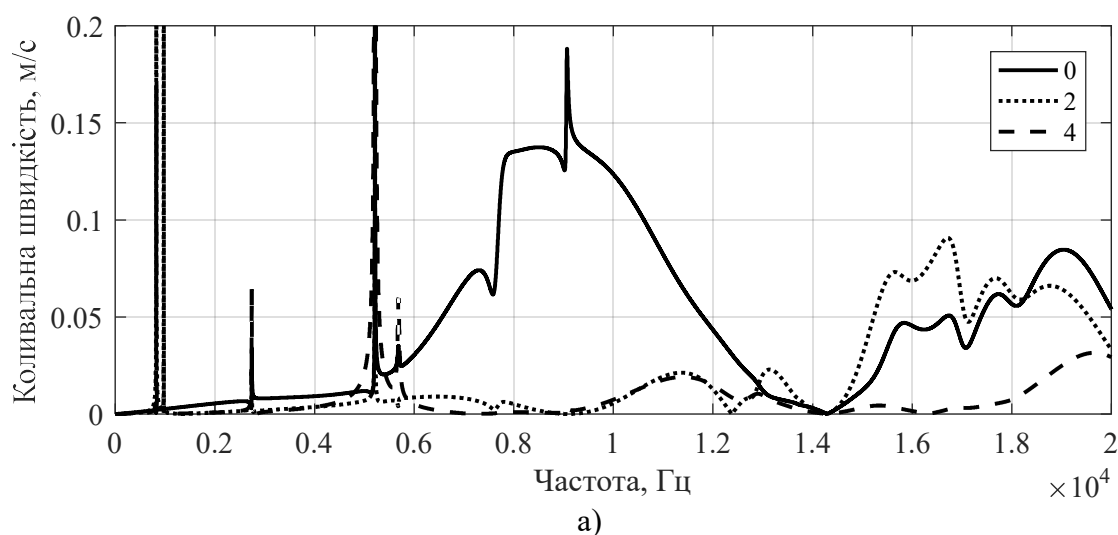


Рис. 2.10. Частотні залежності амплітуд зміщень (а), коливальної швидкості (б) та фази коливальної швидкості (в) при $\rho_s c_s = \rho c = 1.5 \cdot 10^6 \text{ кг/м}^2 \text{с}$

В низькочастотній області коливальні швидкості випромінювачів, за виключенням окремих частот, також швидко зменшуються зі зменшенням частоти.

Це пояснюється зростанням власного механічного імпедансу оболонки при одночасному зменшенні імпедансу випромінювання внаслідок зменшення хвильових розмірів випромінювача. Порівняно з антенними решітками з випромінювачами силової конструкції (рис. 2.1, 2.8) в антенних решітках, що складаються з випромінювачів компенсованої конструкції, резонанси, що виникають в низькочастотній області, практично не зазнають змін. Те ж саме можна сказати і про частотну залежність фаз коливальних швидкостей випромінювачів. При цьому характер зміни коливальної швидкості та положення додаткових резонансів в цій області є подібними для усіх типів внутрішнього заповнення компенсованої конструкції, що розглядаються (рис. 2.10, 2.11, 2.12). Це свідчить про те, що додаткові резонанси в області низьких частот не залежать від характеру внутрішнього заповнення випромінювача, що підтверджується частотними характеристиками вакуумованого (рис. 2.1) та заповненого повітрям (рис. 2.7) випромінювачів. Виявлені особливості підтверджуються дослідженнями частотних залежностей амплітуд та фаз коливальної швидкості додаткових мод на поверхні випромінювачів компенсованої конструкції (рис. 2.11). Аналіз цих кривих свідчить про те, що у цьому випадку саме 2 та 4 моди відповідають за формування резонансів в області низьких частот. Як і у випадку силової конструкції (рис. 2.3, 2.4) в досліджуваних точках на поверхні випромінювачів генеруються лише парні моди коливань. Це, як і раніше, пояснюється особливостями кутового розподілу мод коливань механічних полів випромінювачів.



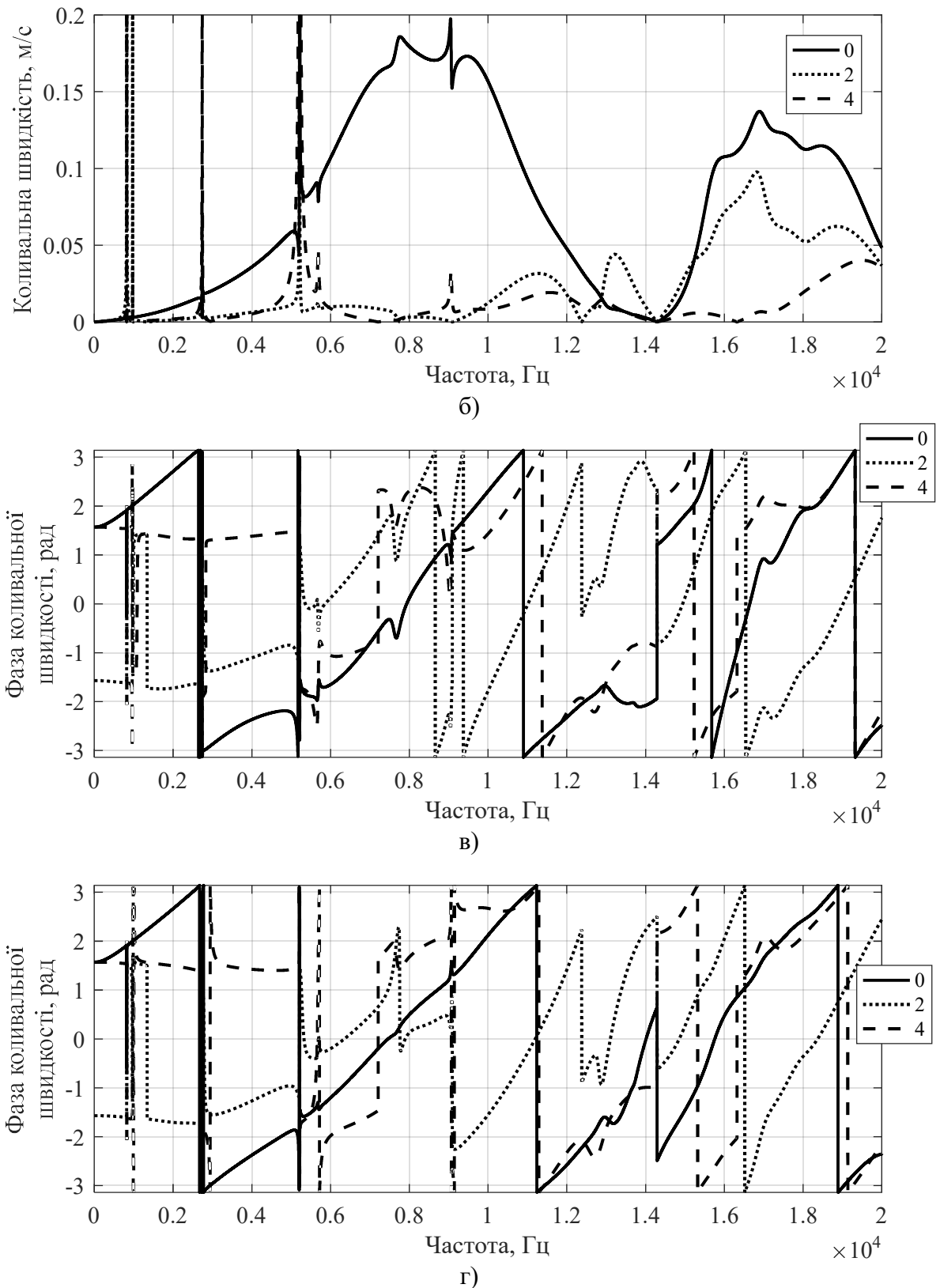


Рис. 2.11. Частотні залежності амплітуд та фаз нульової та парних мод коливань крайнього (а, в) та центрального (б, г) випромінювачів при $\rho_s c_s = \rho c = 1.5 \cdot 10^6 \text{ кг/м}^2 \text{ с}$

Аналіз результатів проведених розрахунків свідчить про те, що зменшення імпедансних характеристик внутрішнього середовища (рис. 2.12) практично не

впливає на частотні залежності коливальної швидкості на поверхні випромінювачів в області низьких частот. Це підтверджується частотними залежностями коливальних швидкостей вакуумованих (рис. 2.1) та заповнених повітрям (рис. 2.7) випромінювачів.

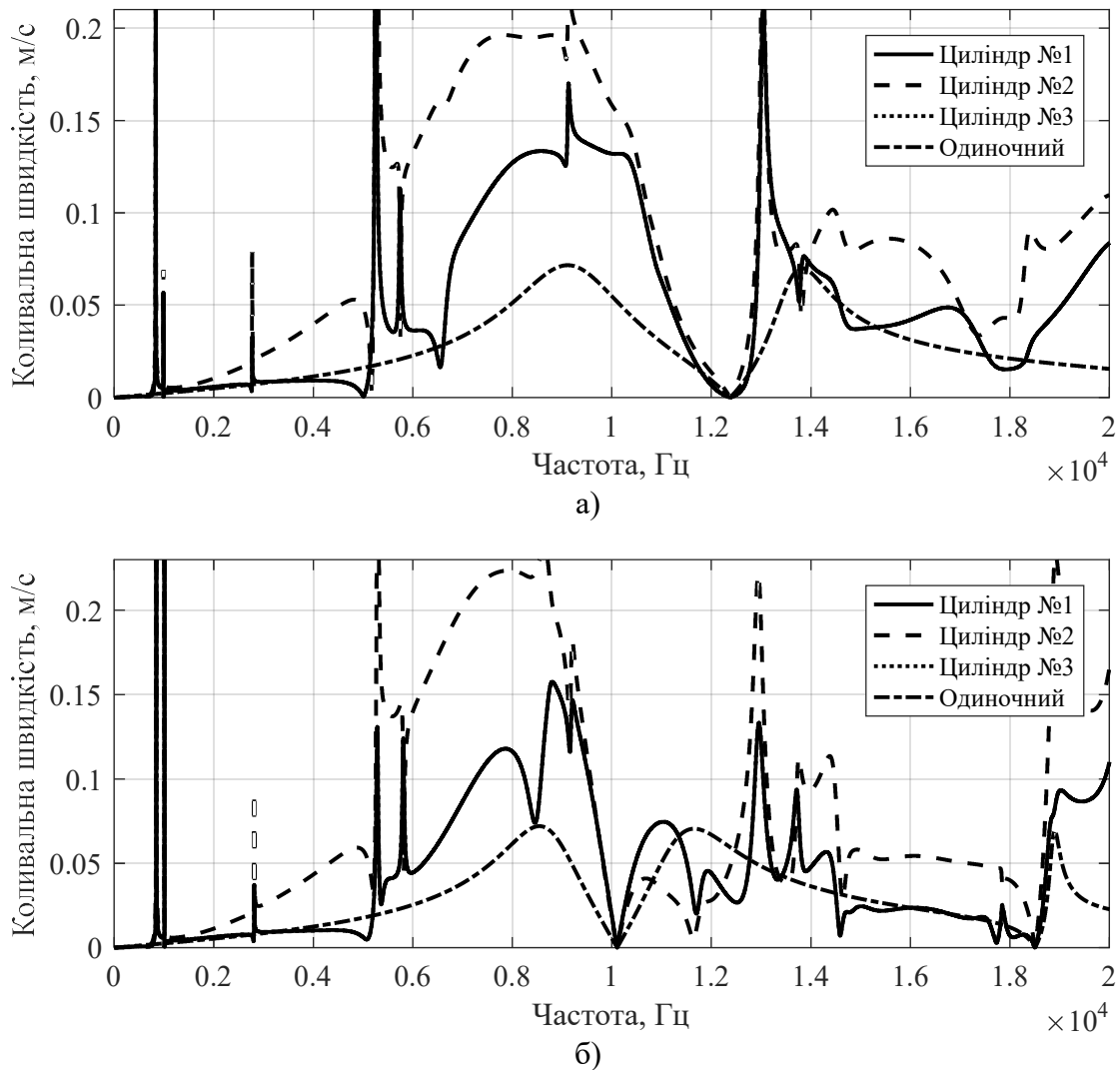


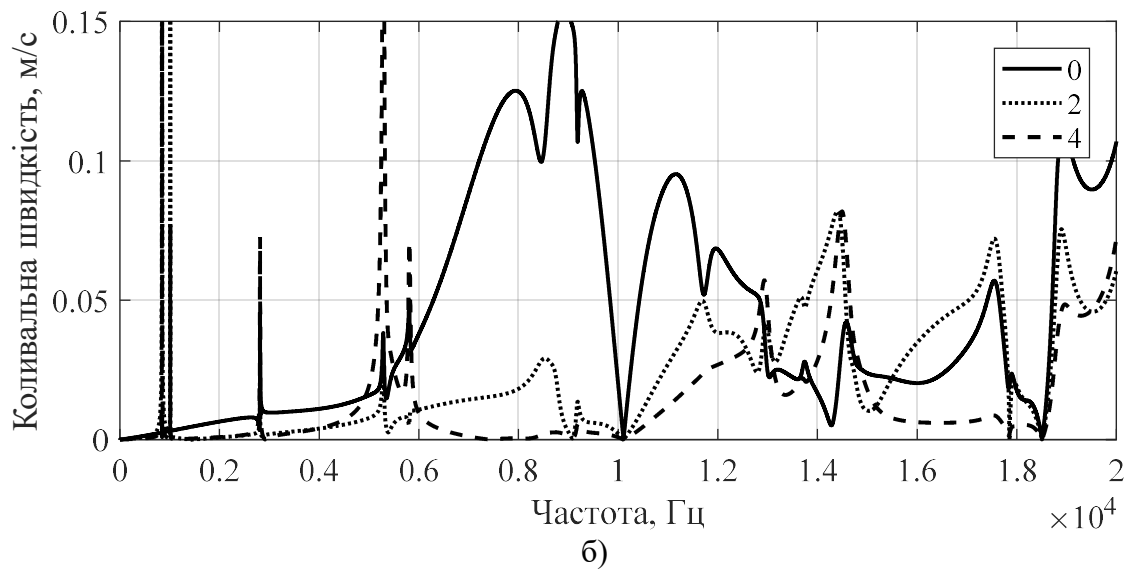
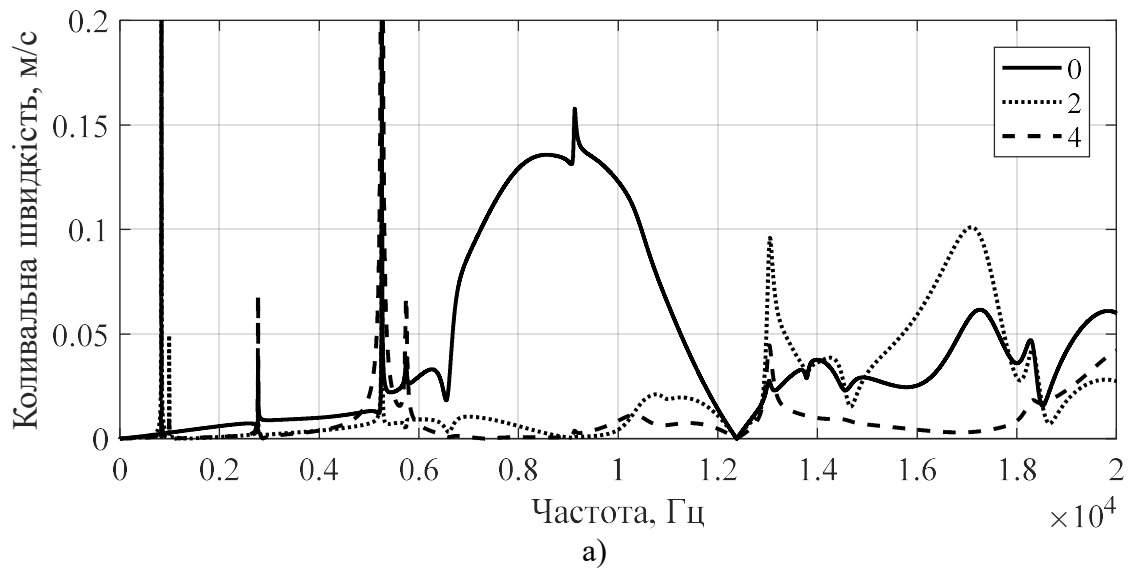
Рис. 2.12. Частотні залежності амплітуди коливальної швидкості випромінювачів у складі антенної решітки та одиночного при заповненні їх внутрішньої порожнини середовищем з $\rho_s c_s = 0.75 \rho c = 1.25 \cdot 10^6 \text{ кг/м}^2 \text{с}$ (а) та $\rho_s c_s = 0.5 \rho c = 0.75 \cdot 10^6 \text{ кг/м}^2 \text{с}$ (б)

На відміну від низькочастотної області у резонансній області порівняно з випромінювачами силової конструкції частотні характеристики коливальних швидкостей випромінювачів компенсованої конструкції мають суттєві відмінності. На окремих частотах цієї області амплітуди коливальних швидкостей різних по конструкції випромінювачів можуть відрізнятися в 5–10 і більше разів. З порівняння рис. 2.10 та 2.12 чітко видно, що характер зміни коливальної швидкості в цій області

суттєво залежить від імпедансних характеристик внутрішнього середовища випромінювача. Зі зменшенням значення імпедансу внутрішнього середовища частотна залежність коливальної швидкості на поверхні випромінювачів стає більш нерівномірною. Слід також відмітити, що смуга та амплітуда резонансів суттєво відрізняються у крайніх та центрального випромінювачів в антенній решітці. Зі зменшенням величини імпедансу середовища, що заповнює внутрішню порожнину випромінювача, частотні залежності коливальних швидкостей у крайніх випромінювачів в досліджуваній антенній решітці спотворюються більше, ніж у центрального (рис. 2.12). Окрім того, зі зниженням величини імпедансу внутрішнього середовища відбувається звуження резонансної області. Так, при значенні $\rho_s c_s = 0.75 \quad \rho c = 1.25 \cdot 10^6 \text{ кг/м}^2 \text{с}$ резонансна область становить $(5 \text{ кГц} < f < 12 \text{ кГц})$, а при $\rho_s c_s = 0.5 \rho c = 0.75 \cdot 10^6 \text{ кг/м}^2 \text{с}$ - $(5 \text{ кГц} < f < 10 \text{ кГц})$.

В третій, високочастотній області, як і у випадку випромінювачів силової конструкції амплітуда коливальних швидкостей у випромінювачів компенсованої конструкції зменшується. Однак при деяких значеннях $\rho_s c_s$ в цій області мають місце резонанси, амплітуда та ширина смуги яких є співставною або більшою за амплітуду та ширину смуги додаткових резонансів у низькочастотній області. При цьому зміна імпедансу внутрішнього середовища призводить до суттєвих змін в частотній залежності коливальних швидкостей випромінювачів в цій області. Це пояснюється тим, що вклад коливань внутрішнього середовища у високочастотній області є більш вагомим, ніж у низькочастотній. Фізично така поведінка зумовлена тими ж фізичними процесами, що і у випромінювачів силової конструкції.

У випромінювачах компенсованої конструкції також має місце ефективний перерозподіл енергії, що «закачується» в них на нульовій моді, між наступними формами коливань. При цьому на деяких частотах перерозподіл енергії відбувається більш інтенсивно, ніж у випромінювачах силової конструкції, особливо в області високих частот (рис. 2.13).



2.13. Частотні залежності амплітуди мод коливальної швидкості крайнього випромінювача у складі антенної решітки та одиночного при заповненні їх внутрішньої порожнини середовищем з $\rho_s c_s = 0.75 \rho c = 1.25 \cdot 10^6 \text{ кг/м}^2 \text{с}$ (а) та $\rho_s c_s = 0.5 \rho c = 0.75 \cdot 10^6 \text{ кг/м}^2 \text{с}$ (б)

Для оцінки того, як тип конструкції впливає на кутовий розподіл коливальної швидкості, розглянемо кутові залежності амплітуд коливальної швидкості на поверхні кожного з водозаповнених випромінювачів у складі антенної решітки на частотах, що відповідають резонансам в низькочастотній, резонансній та високочастотній областях, а саме: 5213 Гц та 15970 Гц, відповідно, а також на частоті механічного резонансу одиночного водозаповненого випромінювача 9410 Гц (рис. 2.14).

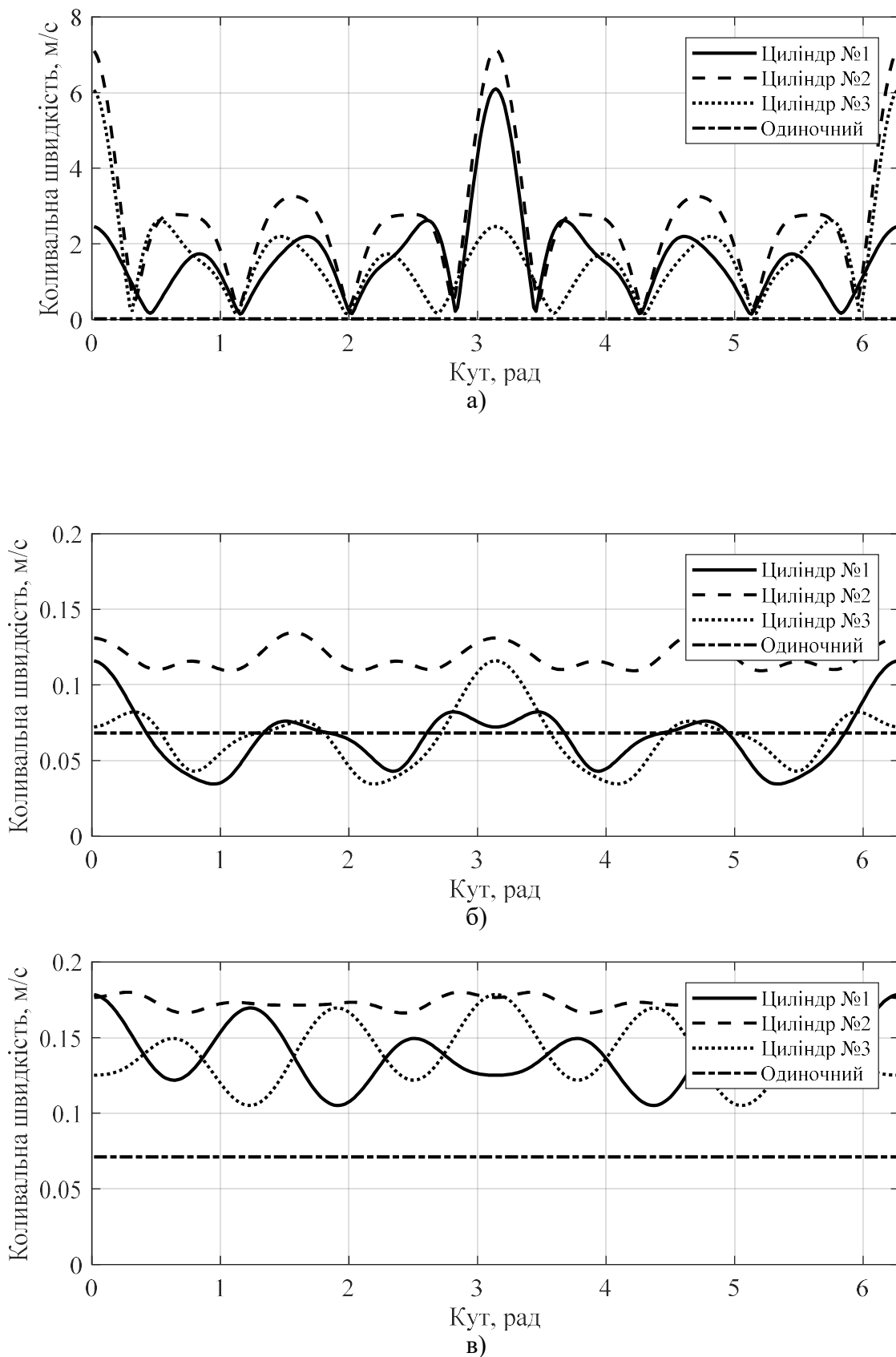


Рис. 2.14. Кутовий розподіл амплітуди коливальної швидкості на поверхні водозаповнених випромінювачів у складі антенної решітки на частотах 5213 Гц (а), 15970 Гц (б), 9410 Гц (в)

З приведених на рис. 2.14 залежностей видно, що на всіх розглянутих частотах амплітуда коливної швидкості на поверхні центрального випромінювача практично на всіх кутах перевищує амплітуду крайніх. Окрім того на поверхні центрального випромінювача кутовий розподіл коливної швидкості більш рівномірний, ніж у крайніх, за виключенням низьких частот. Також слід відмітити, що розподіл коливної швидкості на поверхні випромінювачів на частоті найбільшого резонансу (рис. 2.14, а) є практично однаковим як для випромінювачів компенсованої конструкції, так і силової (рис. 2.6, а).

2.4. Властивості механічних полів плоских антен в залежності від складу застосованої в конструкції п'єзокераміки та її поляризації

Окрім типу конструктивного виконання п'єзокерамічні випромінювачі різняться за складом використовуваного п'єзокерамічного матеріалу та типом поляризації – окружна або радіальна. При використанні окружної поляризації активний елемент випромінювача набирається з N однакових призм, склеєних між собою. При цьому електроди наносяться на бокові поверхні призм. При використанні радіальної поляризації активний елемент випромінювача виготовляється у вигляді суцільного кільця. У цьому випадку електроди наносяться на зовнішню та внутрішню поверхні.

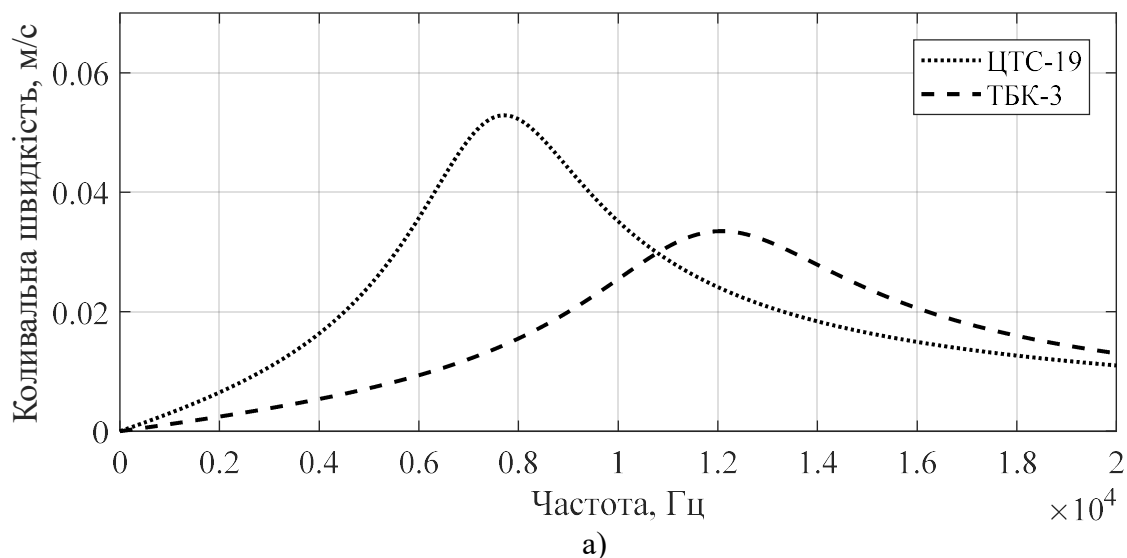
Тип використовуваного п'єзоефекту разом зі складом п'єзокерамічного матеріалу визначає ефективність перетворення енергії випромінювачем. З метою забезпечення можливості співставлення результатів впливу різних конструктивних елементів випромінювачів та антен на їх механічні поля всі дослідження виконуються для однакових параметрів антен.

Виходячи з цього, розрахунки залежності характеристик антен від складу п'єзокерамічного матеріалу та поляризації, застосованих в їх випромінювачах, проводились для тих же параметрів антен і випромінювачів, які були прийняті при попередніх дослідженнях.

Як і раніше, розглянемо властивості коливальних швидкостей поверхні випромінювачів, а саме, частотні та кутові залежності: в залежності від складу п'єзокераміки для трьох складів п'єзокерамічного матеріалу – ЦТБС-3, ЦТС-19, ТБК-3; в залежності від типу поляризації – окружна або радіальна. Розрахунки проводились для трьохелементної антени, що складається з випромінювачів силової конструкції, для наступних значень параметрів антени та випромінювачів у її складі: $r_{os} = 0,068 \text{ м}$, $h_s = 0,008 \text{ м}$, $l_{qs} = 0,003 \text{ м}$.

Систематизовані результати аналізу широких числових експериментів шуканих залежностей наведені для окружної поляризації на рис. 2.15 – 2.18, а для радіальної поляризації – на рис. 2.19 – 2.20.

Аналіз приведених на рис. 2.15 та 2.1, б частотних залежностей амплітуд коливальної швидкості випромінювачів показує, що склад п'єзокераміки має суттєвий вплив на характер коливальної швидкості. Це виражається як в загальній амплітуді коливальної швидкості, так і в положенні резонансів випромінювачів та ширині їх резонансних смуг. В низькочастотній області характер поведінки коливальної швидкості практично не змінюється, проте суттєвих змін зазнає її амплітуда та положення додаткових резонансів.



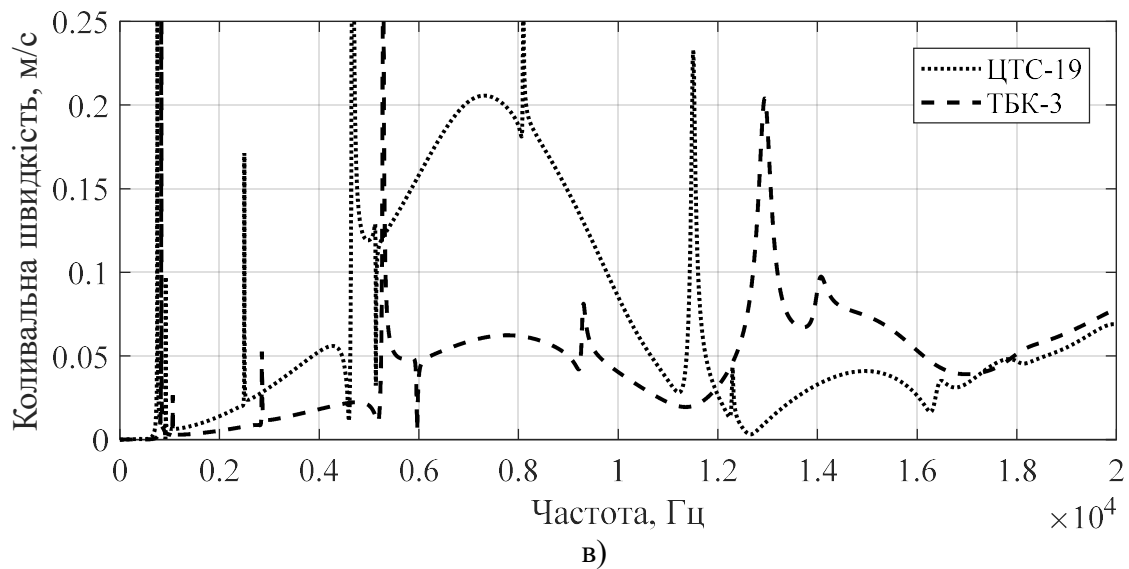
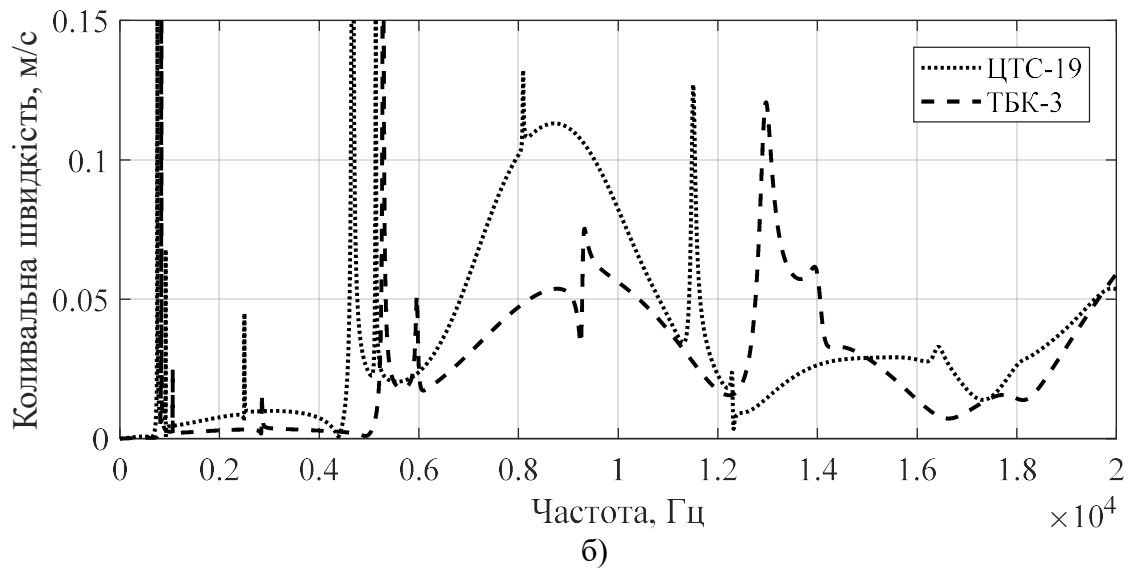
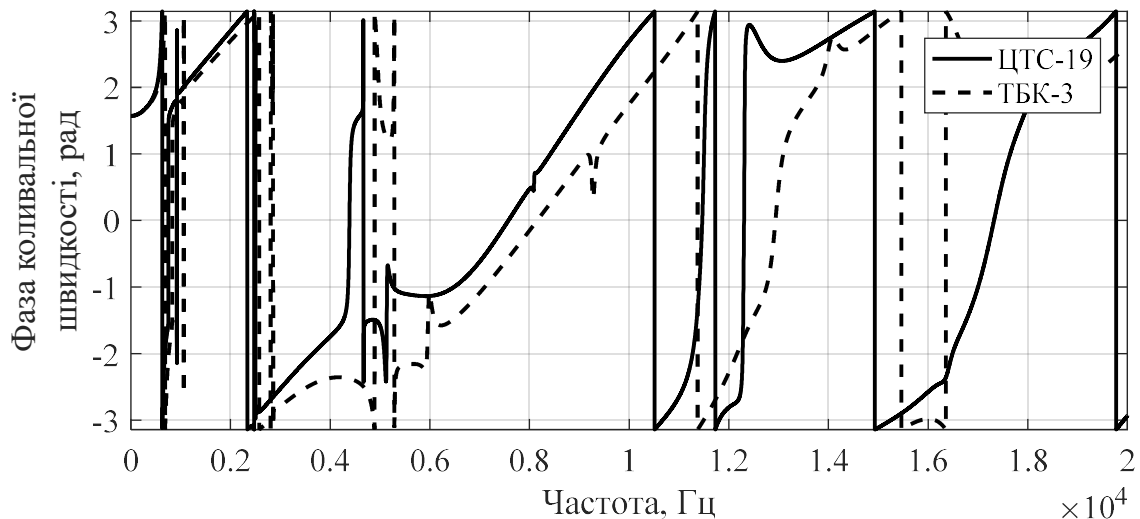


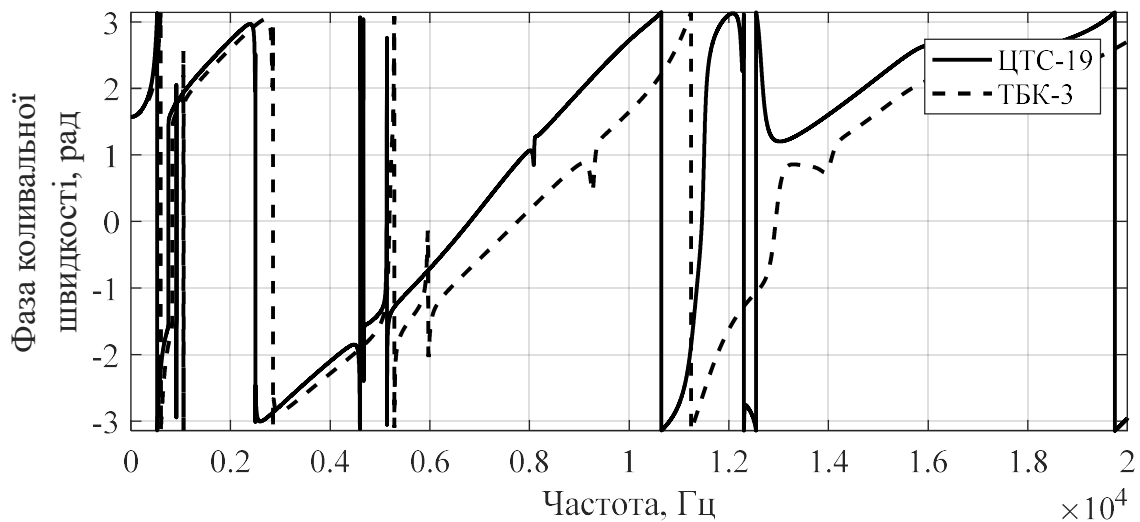
Рис. 2.15. Частотна залежність амплітуди коливальної швидкості для одиночного (а), крайнього (б) і центрального (в) вакуумованих випромінювачів в антені для типу п'єзокераміки ЦТС-19 та ТБК-3

Для більш детального аналізу приведемо частотні залежності фаз коливальних швидкостей для центрального та крайнього випромінювачів в антенній решітці (рис. 2.16).

Аналіз амплітудних та фазових частотних залежностей коливальних швидкостей випромінювачів у складі антенної решітки дозволяє встановити наступне. По-перше, поява додаткових резонансних викидів не залежить від використовуваного складу п'єзокерамічного матеріалу оболонки. Кількість резонансів у випромінювачах не змінюється. Проте має місце їх зміщення в частотній області.



а)



б)

Рис. 2.16. Частотна залежність фази коливної швидкості крайнього (а) і центрального (б) вакуумованих випромінювачів в антені для складів п'єзокераміки ЦТС-19 та ТБК-3

По-друге, зміна складу п'єзокерамічного матеріалу суттєво впливає на амплітуду коливної швидкості та на ширину смуги резонансів. Слід відмітити, що ці зміни є абсолютно різними для крайніх та центрального випромінювачів в антені. Вказані ефекти пояснюються тим, що різні склади п'єзокераміки мають різні п'єзоелектричні характеристики та константи, що в першу чергу впливає на резонансні частоти як одиночних випромінювачів та ефективність перетворення ними енергії, так і на випромінювачі у складі антенної решітки. Так, зокрема для ЦТС-19 (рис. 2.15) частота основного резонансу одиночного випромінювача складає близько 7850 Гц, а для ЦТБС-3 – 12000 Гц. Окрім того амплітуда основного резонансу для складу п'єзокераміки ЦТС-19 майже в два рази вища, ніж для ЦТБС-

3. Така ж ситуація спостерігається у випромінювачів, що працюють у складі антенної решітки. Проте тут частоти основних резонансів є різними не тільки для різних складів п'єзокерамічного матеріалу, а і для крайніх та середнього випромінювачів антенної решітки.

Дослідження частотного розподілу окремих мод коливальної швидкості поверхні випромінювачів у складі антенної решітки (рис. 2.17, 2.18) свідчить, що в області низьких частот ефективний перерозподіл енергії, що «закачується» в випромінювач на нульовій моді коливань, між новими генерованими формами коливань не залежить складу п'єзокерамічного матеріалу випромінювача.

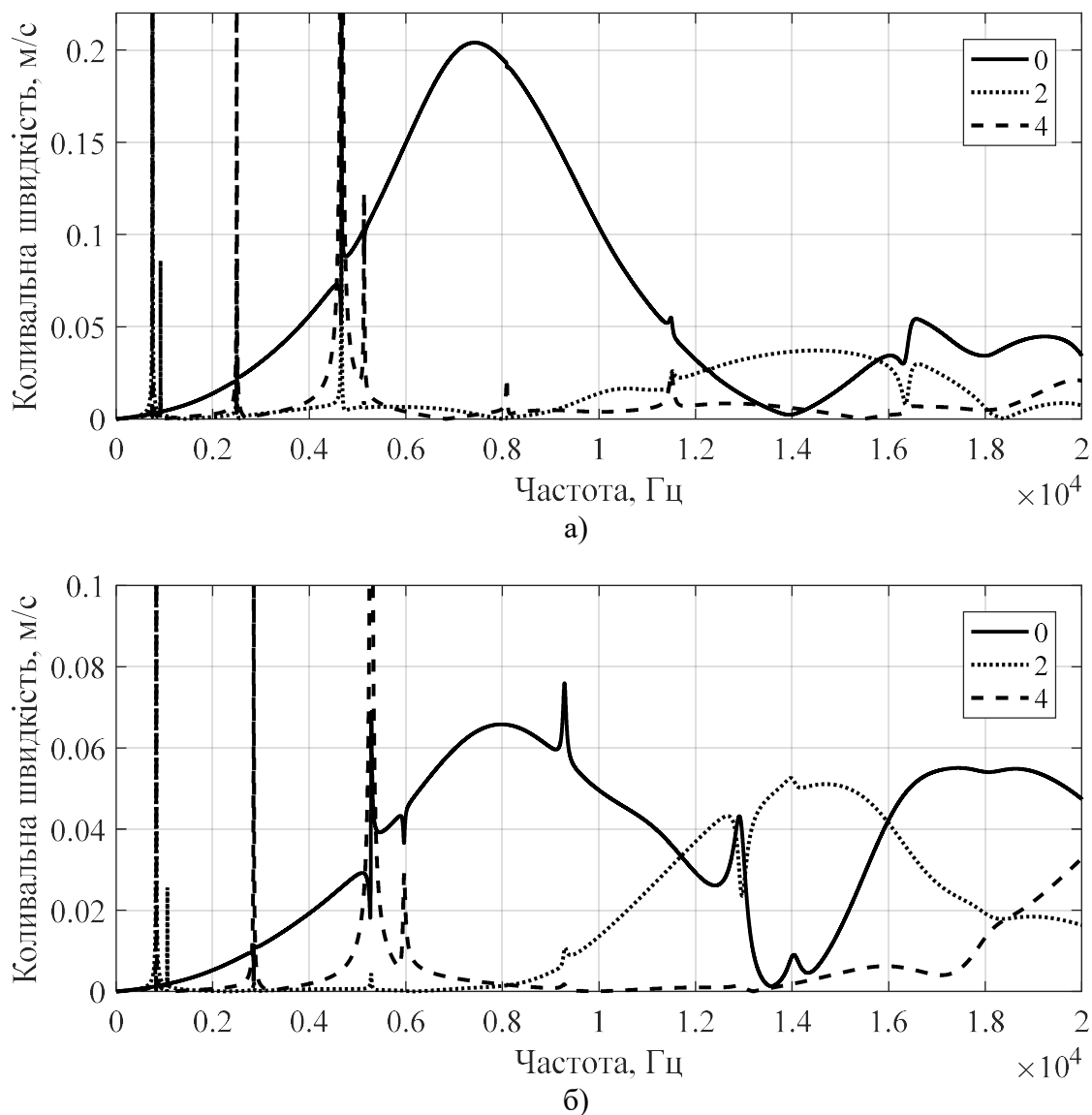


Рис. 2.17. Частотні залежності амплітуди мод коливальної швидкості центрального випромінювача для ЦТС-19 (а), ТБК-3 (б)

Додаткові резонансні викиди в цій області формуються одними і тими ж модами коливань. В резонансній та високочастотній області ця залежність більш суттєва. Це проявляється в співвідношенні амплітуд мод коливальної швидкості в цих областях та співвідношенні нульової та додаткових мод коливань. Окрім того змінюються частоти та амплітуди додаткових резонансних викидів в них.

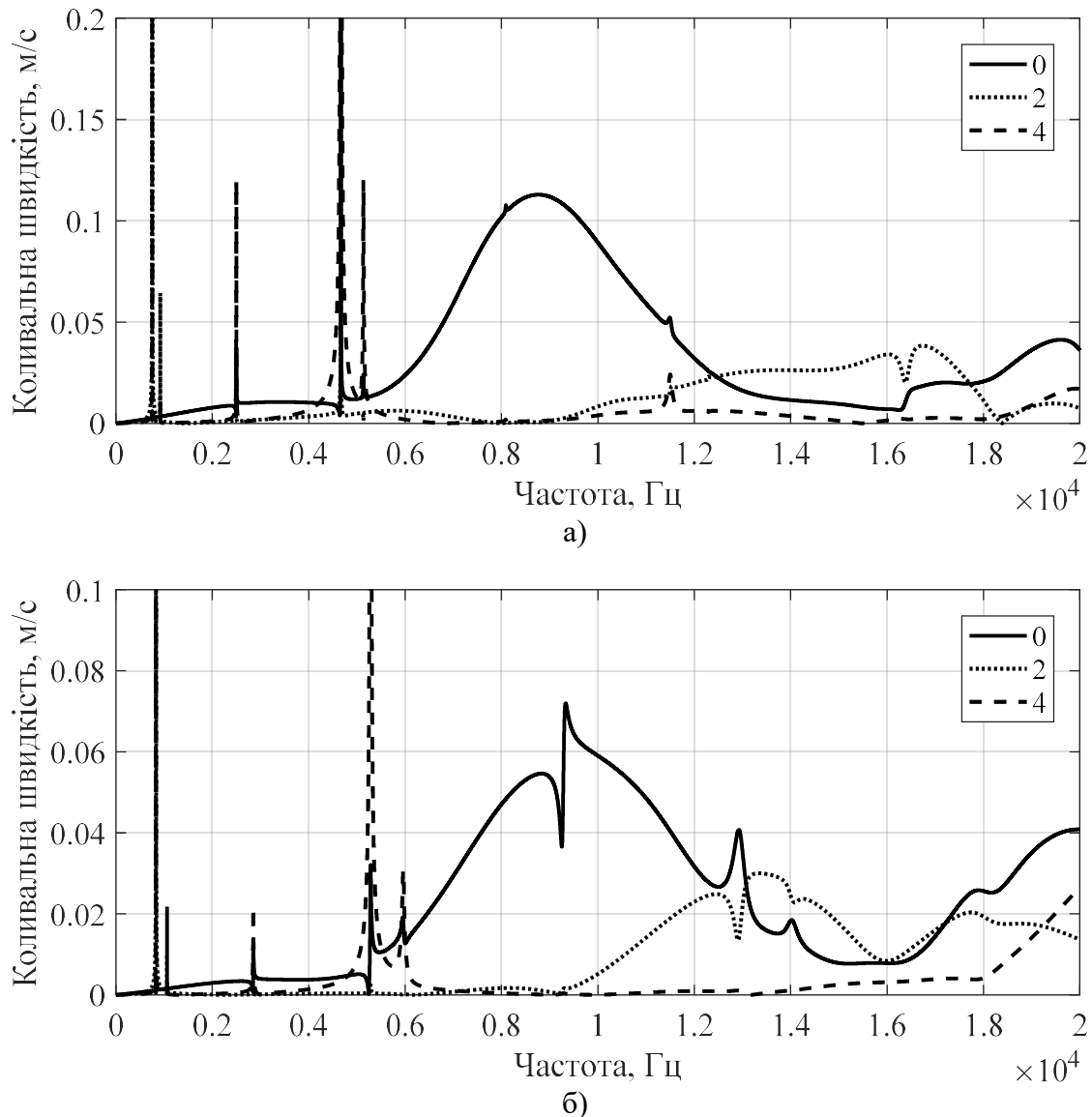


Рис. 2.18. Частотна залежність амплітуди мод коливальної швидкості крайнього випромінювача для ЦТС-19 (а), ТБК-3 (б)

Далі розглянемо, як вплине на властивості коливальних швидкостей на поверхні випромінювача зміна типу поляризації його активного елементу. Як і раніше, розрахунки проводились для трьохелементної антени, що складається з випромінювачів силової конструкції для значень $r_{os} = 0,068$ м, $h_s = 0,008$ м,

$l_{qs} = 0,003 \text{ м}$. В якості п'єзокерамічного матеріалу активного елемента випромінювача приймаємо п'єзокераміку складу ЦТБС-3.

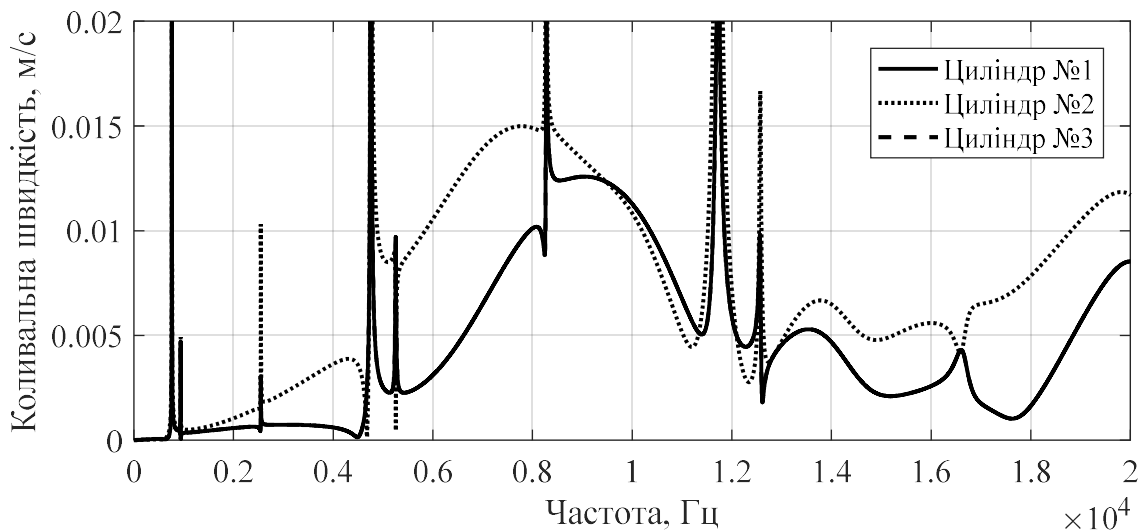


Рис. 2.19. Частотні залежності амплітуди коливальної швидкості вакуумованих випромінювачів у складі антенної решітки з радіальною поляризацією

Аналіз залежностей, приведених на рис. 2.19 та 2.1 свідчить, що виконання активного елемента випромінювача з використанням окружної або радіальної поляризації має суттєвий вплив на частотні характеристики коливальної швидкості на поверхні випромінювача. Амплітуда коливальної швидкості, що створюється на поверхні випромінювачів з радіальною поляризацією набагато (майже в 10 разів) менша, ніж у випромінювачів з окружною поляризацією. Такий ефект є природнім, оскільки п'єзомодуль поздовжнього п'єзоефекту (окружна поляризація) є більшим, ніж поперечного (радіальна поляризація), що обумовлює більш ефективне електромеханічне перетворення. Також перехід від окружної до радіальної поляризації при обраних розмірах та конструкції активного елемента випромінювачів призводить до зменшення електричної напруженості в п'єзоматеріалі випромінювачів, тому що відстань між електродами на зовнішній та внутрішній поверхнях п'єзокерамічного елемента при радіальній поляризації є більшою ніж між електродами на бічних поверхнях призми при окружній. При цьому, величина збуджуючої напруги залишається незмінною. Це в свою чергу зумовлює зменшення амплітуди коливальної швидкості. Окрім того, при радіальній поляризації спостерігається зміщення частот додаткових резонансних викидів

випромінювачів у бік низьких частот, що можна також прослідкувати за частотною залежністю фазових характеристик коливальної швидкості (рис. 2.20). Це пояснюється тим, що модулі пружності для поздовжнього C_{33}^E та поперечного C_{11}^E п'єзоефектів відрізняються (табл. 2.1). Збільшення значення цього параметру при переході до використання поперечного п'єзоефекту призводить до збільшення пружності п'єзокерамічної оболонки.

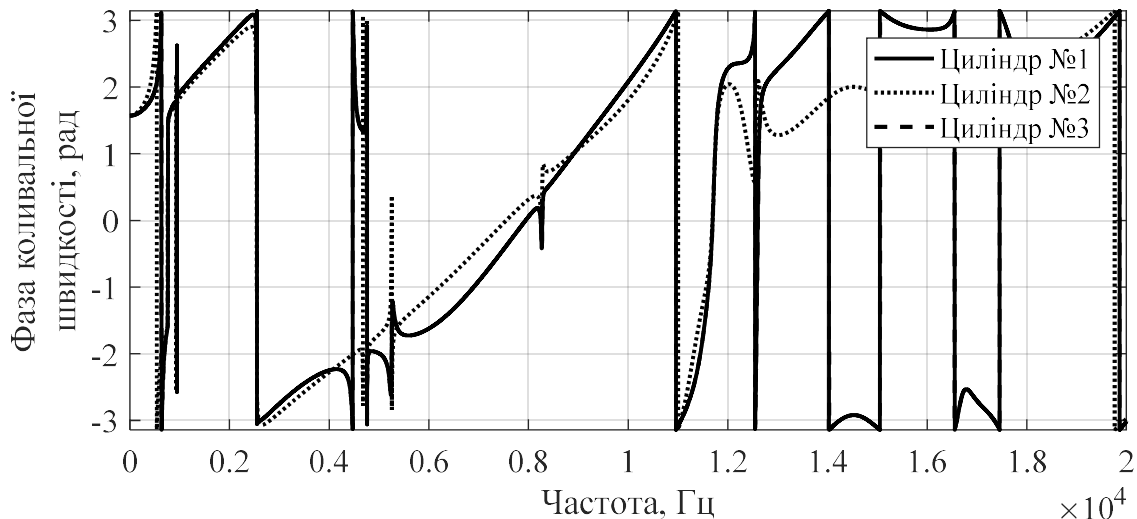


Рис. 2.20. Частотна залежність фази коливальної швидкості випромінювачів у складі антенної решітки з радіальною поляризацією

Зазначені особливості проявляються у всіх частотних областях. Слід відмітити, що в низькочастотній та резонансній областях кількість додаткових резонансних викидів не залежить від типу поляризації.

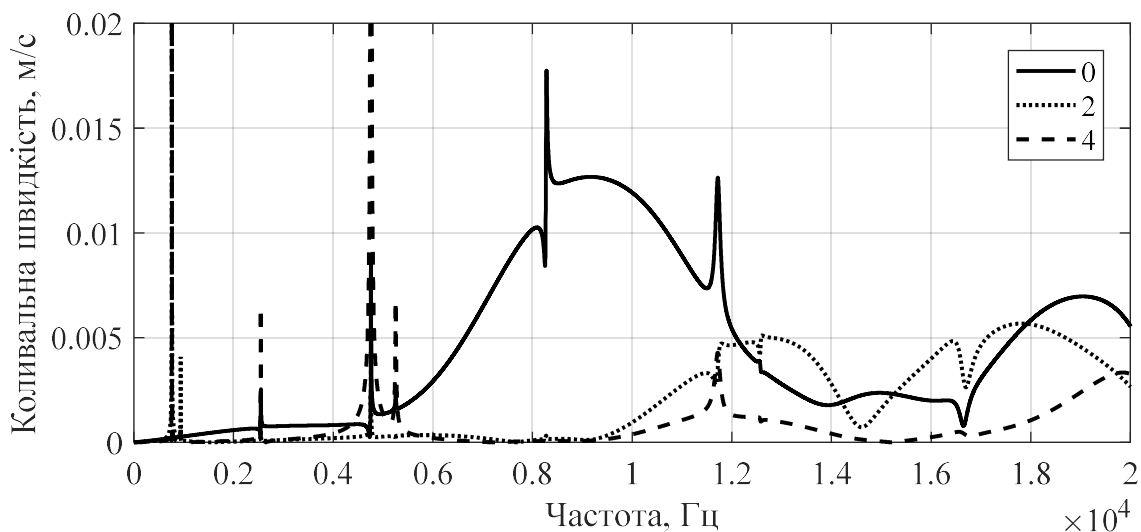


Рис. 2.21. Частотна залежність амплітуди мод коливальної швидкості крайнього випромінювача в антенній решітці з радіальною поляризацією

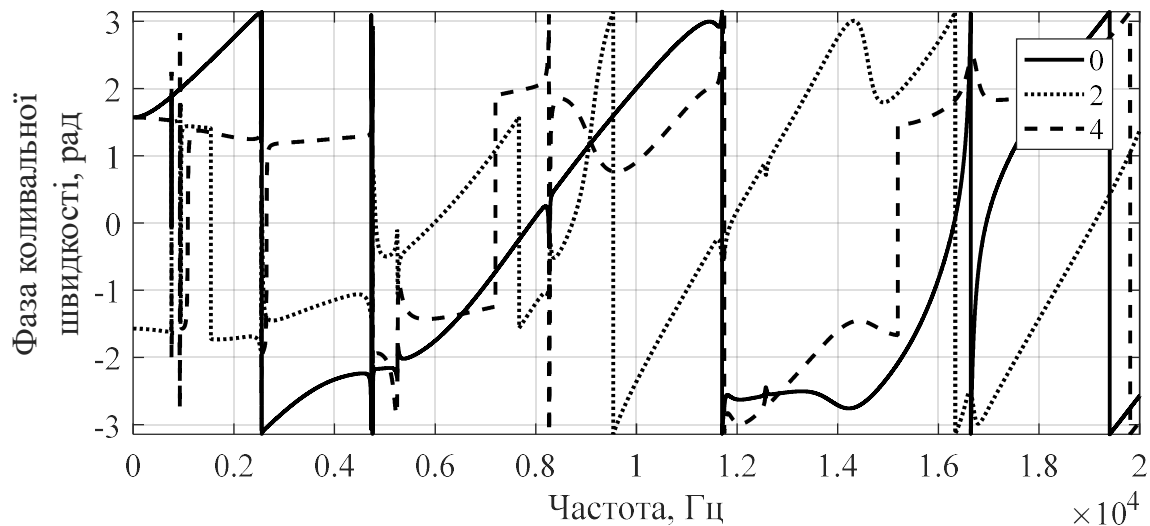


Рис. 2.22. Частотна залежність фази мод коливальної швидкості крайнього випромінювача з радіальною поляризацією

Аналіз частотних залежностей, наведених на рис. 2.21 та рис. 2.22, показує, що використання в активному елементі випромінювача радіальної поляризації призводить до суттєвого зниження амплітуди як нульової, так і додаткових генерованих мод коливань. Це відбувається як за рахунок різниці значень п'єзомодулів для цих типів поляризації, так і за рахунок різниці електричної напруженості в п'єзоматеріалі оболонок випромінювачів. При цьому перерозподіл енергії, що «закачується» в них на нульовій моді коливань як при окружній, так і при радіальній поляризації, відбувається практично однаково. З залежностей, приведених на рис. 2.21 та 2.22 видно, що з переходом до радіальної поляризації усі додаткові резонанси випромінювачів як на нульовій моді, так і на вищих модах зміщуються в бік низьких частот, що пояснюється зміною модуля пружності використовуваного складу п'єзокераміки.

Розглянемо, як зміниться кутовий розподіл коливальної швидкості на поверхні випромінювачів зі зміною використовуваного типу поляризації (рис. 2.6, рис. 2.23) при збудженні їх на одній частоті 9410 Гц.

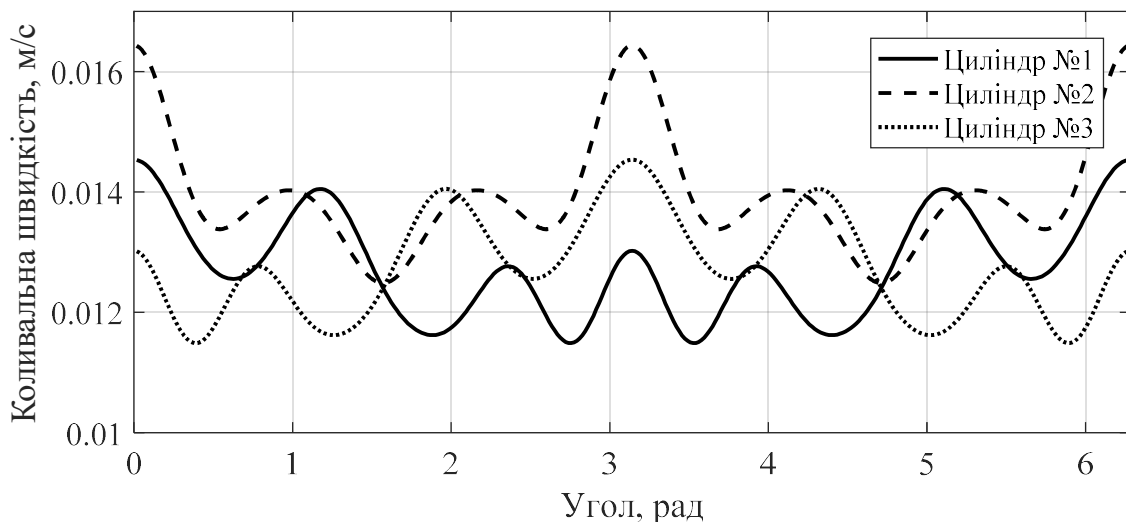


Рис. 2.23. Кутовий розподіл амплітуди коливальної швидкості на поверхні випромінювачів з використанням радіальної поляризації

Аналіз приведених залежностей (рис. 23 та рис. 6) свідчить, що кутовий розподіл коливальної швидкості зазнає суттєвих змін як для центрального, так і для крайніх випромінювачів в решітці. Характер кутового розподілу є практично однаковим як для випромінювачів з радіальною поляризацією, так і окружною. Проте, як і очікувано, при радіальній поляризації амплітуда коливальної швидкості на поверхні випромінювачів є набагато меншою, ніж у випадку окружної поляризації.

2.5. Властивості механічних полів плоских антен в залежності від конструкційних розмірів антен та їх елементів

Як показують дослідження, проведені у попередніх підрозділах, механічне поле циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів у складі антенної решітки суттєво відрізняється від поля одиночного випромінювача. Встановлено і кількісно визначено, що на особливості цього поля впливають тип конструктивного виконання випромінювача, фізичні характеристики середовища, що заповнює його внутрішню порожнину, склад матеріалу його активного елементу та обраний тип поляризації. Вочевидь, важливе значення мають і конструкція та розміри як випромінювачів, так і самої антени.

Для дослідження механічних полів в залежності від конструктивних особливостей антени та геометрії випромінювачів у її складі визначимо властивості коливальних швидкостей на поверхні випромінювачів в залежності від: відстані між зовнішніми поздовжніми вісями випромінювачів в антені; діаметру та товщини стінки п'єзокерамічних оболонок випромінювачів; кількості випромінювачів у складі решітки. Зауважимо при цьому, що зміна відстані між поздовжніми вісями повинна привести до зменшення взаємодії між випромінювачами і, як наслідок, зменшення виявлених в попередніх підрозділах ефектів. Збільшення діаметру п'єзокерамічної оболонки призводить до збільшення розмірів випромінювача та його маси, що має привести до зниження частоти його основного резонансу, зменшення діаметру – до протилежних наслідків. Зміна товщини стінки п'єзокерамічної оболонки і, як наслідок, його розмірів також впливатиме на резонансні характеристики випромінювачів. Слід відмітити, що будь-яка зміна розмірів випромінювача буде впливати і на ефективність електромеханічного перетворення енергії в ньому та на ефективність її випромінювання. Зауважимо при цьому, що вплив від варіювання розмірами випромінювача буде залежати також від обраного типу п'єзокераміки.

Дослідимо вплив наведених конструктивних характеристик послідовно. Як і раніше, в першу чергу розглянемо особливості частотних та кутових залежностей коливальних швидкостей на поверхні випромінювачів в залежності від відстані між їх поздовжніми вісями в антені. Чисельні розрахунки в цих дослідженнях проводились для трьохелементної антени, що складається з випромінювачів силової конструкції з окружною поляризацією для значень $r_{os} = 0,068 \text{ м}$, $h_s = 0,008 \text{ м}$, $l_{qs} = 0,147 \div 0,25 \text{ м}$, і типом використовуваного матеріалу п'єзокераміки складу ЦТБС-3. Систематизовані результати розрахунків представлені на рис. 2.23 – 2.24.

Аналіз частотних залежностей амплітуд (рис. 2.23, рис. 2.1) та фаз (рис. 2.24, рис. 2.2) коливальної швидкості на поверхні випромінювачів у складі трьохелементної решітки показує, що чим менша відстань між зовнішніми стінками сусідніх випромінювачів, тим більшу нерівномірність має їх коливальна швидкість,

а отже, тим більший вплив мають випромінювачі один на одного в процесі своєї роботи.

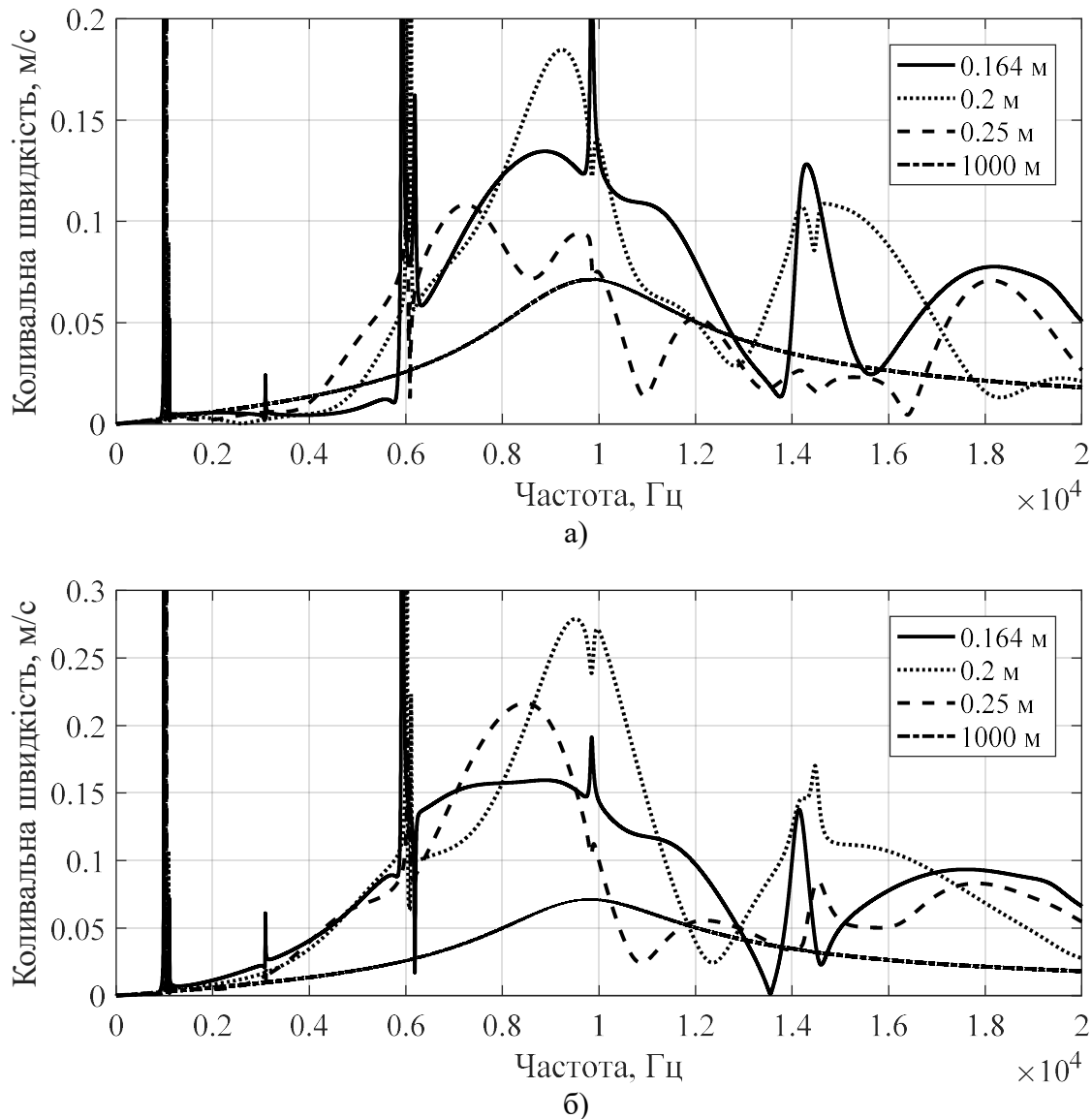


Рис. 2.23. Частотні залежності амплітуди коливальної швидкості крайнього (а) та центрального (б) вакуумованих випромінювачів для різних відстаней між їх поздовжніми вісями

При збільшенні відстані між зовнішніми стінками випромінювачів частотна залежність коливальної швидкості згладжується. Збільшення відстані до великих значень (1000 м) призводить до того, що частотна залежність коливальної швидкості на поверхні крайніх та центрального випромінювачів стає однаковою та наближається до виду частотної залежності коливальної швидкості одиночного випромінювача (рис. 2.1). В області низьких частот зі збільшенням відстані спостерігається суттєве зменшення амплітуди додаткових резонансів до їх зникнення взагалі. Також спостерігається незначний зсув частот додаткових

резонансів у бік низьких частот. Ширина їх смуги, при цьому залишається незмінною.

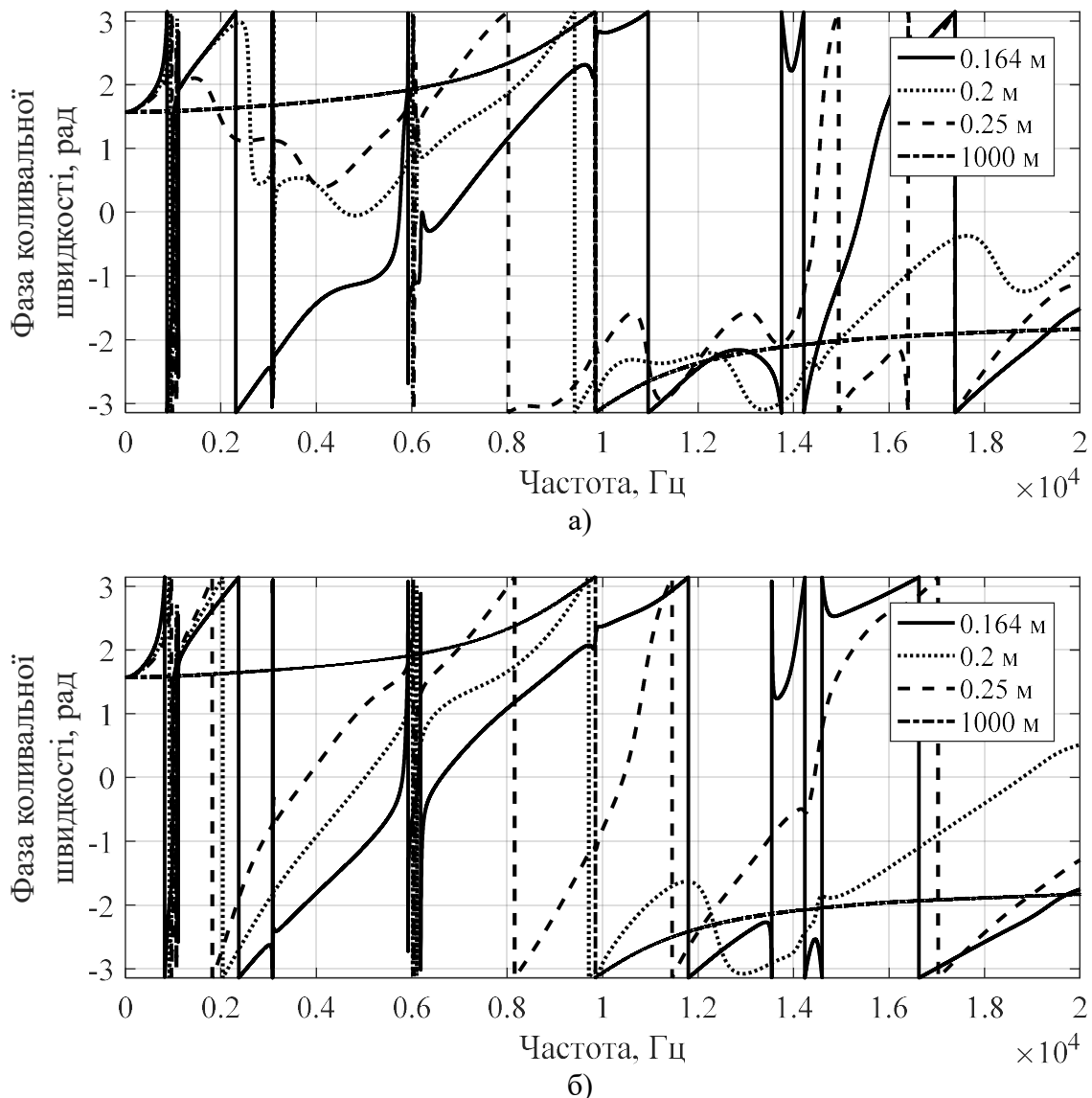


Рис. 2.24. Частотна залежність фази коливальної швидкості крайнього (а) та центрального (б) випромінювачів для різних відстаней між їх поздовжніми вісями

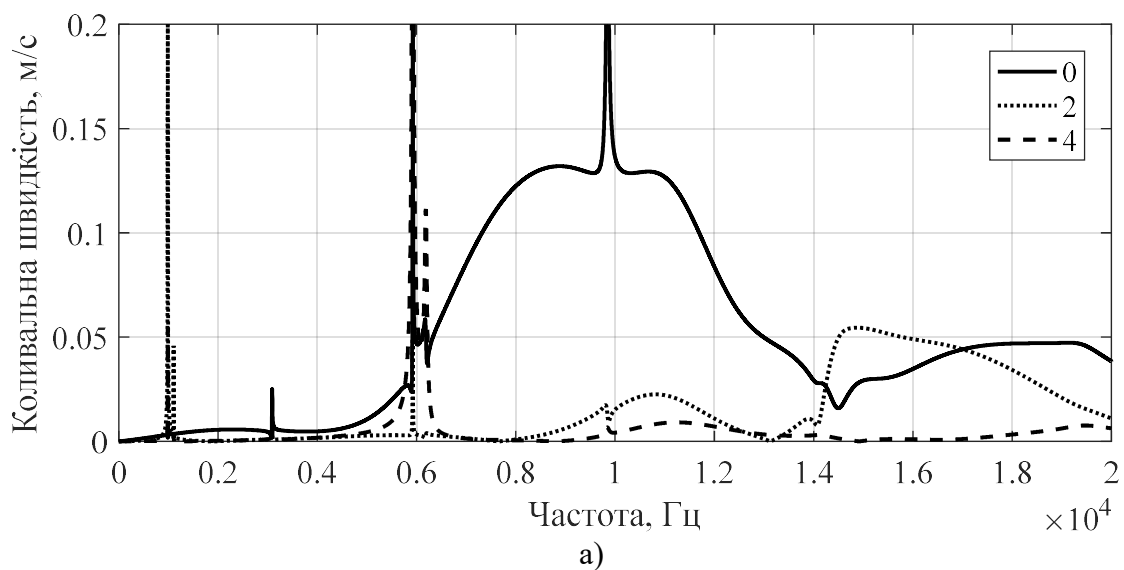
З фазової залежності (рис. 2.24) видно, що при відстані $l_{qs} = 0.25$ м деякі додаткові резонанси зникають. Фізично ці ефекти пояснюються зменшенням взаємодії між випромінювачами. Виявлені особливості свідчать про те, що якщо поява додаткових резонансів в низькочастотній області жорстко залежить від відстані між випромінювачами, то їх частоти та ширина їх смуги частот є менш залежними від цієї відстані.

В резонансній області спостерігаємо певне зменшення нерівномірності частотної залежності коливальної швидкості зі збільшенням відстані між

випромінювачами в антені. Слід зауважити, що амплітуда коливальної швидкості в області основного резонансу зі збільшенням відстані між випромінювачами зменшується не однаково як для різних відстаней, так і для крайніх та середніх випромінювачів антенної решітки. Так, при відстані між поздовжніми вісями $l_{qs} = 0.2$ м (рис. 2.23) амплітуда коливань вища, ніж при інших відстанях. Також із збільшенням відстані спостерігається зникнення додаткових резонансів в резонансній області частот. Крім того частоти основного резонансу випромінювачів зміщуються в область більш низьких частот, при цьому його смуга звужується. Таким чином, варіювання відстані між випромінювачами має вплив як на амплітуду основного резонансу випромінювачів антенної решітки, так і на його ширину смуги. Це дає можливість керувати резонансними властивостями випромінювачів в антені.

У високочастотній області зі збільшенням відстані між випромінювачами відбувається зменшення амплітуди коливальної швидкості, а також зменшення нерівномірності її частотної залежності. Додаткові резонанси в цій області згладжуються, а їх ширина смуги розширюється. При цьому спостерігається зміщення частот додаткових резонансів у бік високих частот.

Для встановлення фізичних причин такої поведінки розглянемо частотні залежності амплітуд (рис. 2.25) мод коливальної швидкості для крайнього випромінювача трьохелементної решітки.



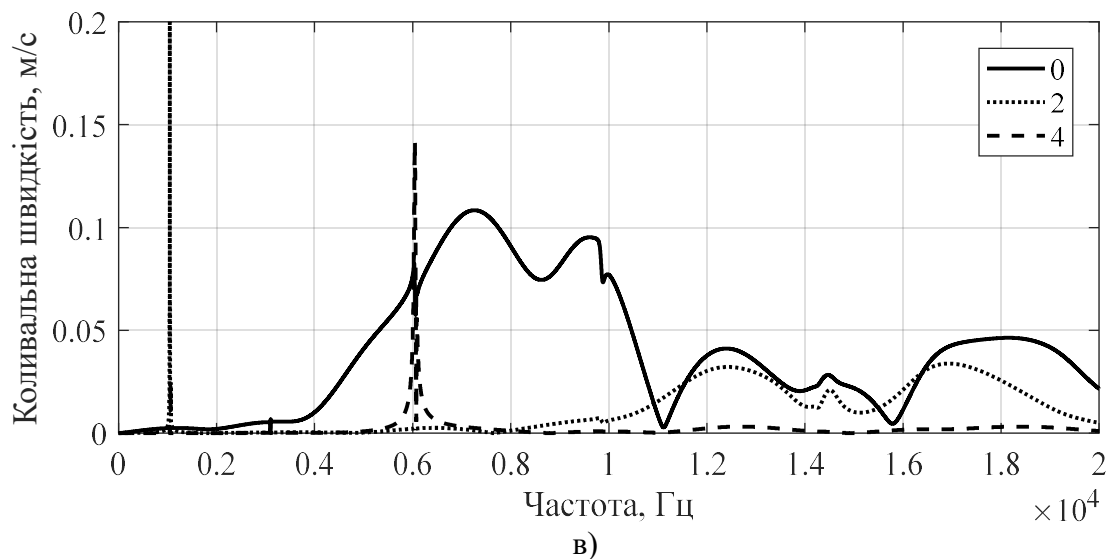
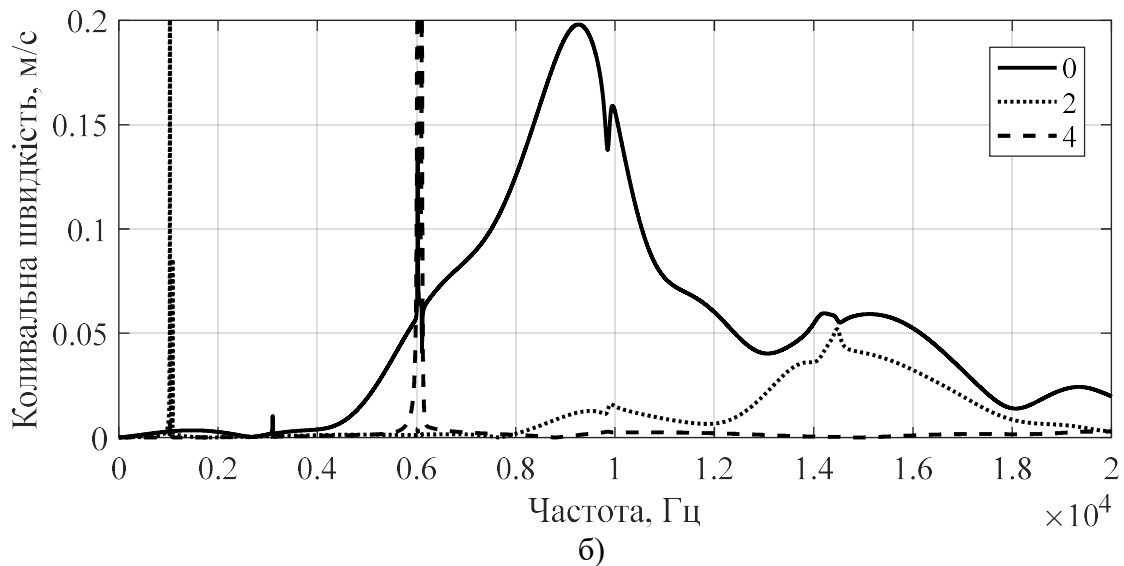


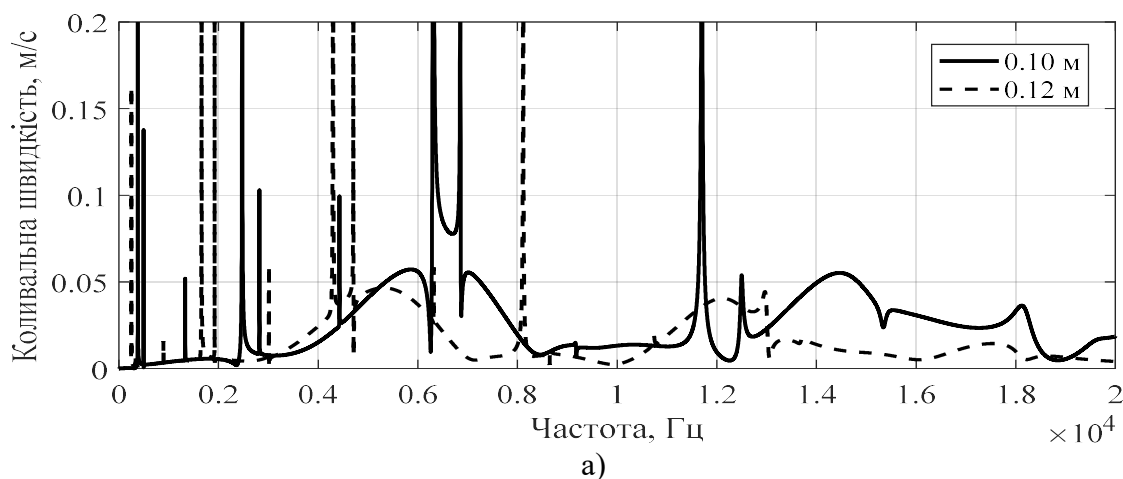
Рис. 2.25. Частотна залежність амплітуд мод коливної швидкості крайнього випромінювача для відстаней між поздовжніми вісями випромінювачів в антені: $l_{qs} = 0.164$ м (а), $l_{qs} = 0.2$ м (б), $l_{qs} = 0.25$ м (в)

З приведених на рис. 2.25 залежностей видно, що при зміні відстані між поздовжніми вісями випромінювачів кількісний склад заново генерованих мод коливань не змінюється. При цьому сильних змін зазнає саме нульова мода, яка відповідає за формування основного резонансу випромінювача. При суттєвому збільшенні відстані нерівномірність частотної залежності амплітуди нульової моди зменшується. Окрім того її амплітуда зменшується та наближується до амплітуди одиночного випромінювача, де має місце лише нульова мода коливань. Також спостерігається зменшення амплітуд додаткових мод коливань, при цьому частоти резонансів, що виникають на додаткових модах, мало змінюються зі збільшенням

відстані між випромінювачами. Їх амплітуда поступово зменшується, а, значить, і зменшується вклад додаткових мод в сумарну коливальну швидкість випромінювачів.

Розглянемо тепер особливості поведінки частотних залежностей амплітуд та фаз коливальних швидкостей випромінювачів в залежності від їх геометричних розмірів, а саме: серединного радіусу та товщини стінки оболонок випромінювачів. Слід зауважити, що п'єзокерамічна оболонка випромінювача при вибраній в роботі схемі живлення електрично збуджується лише на нульовій моді коливань. При такому збудженні по довжині середньої окружності оболонки вкладається довжина хвилі резонансної частоти оболонки в матеріалі оболонки. Таким чином зміна середнього радіусу оболонки повинна обумовити зміну її резонансної частоти. Зміна ж товщини оболонки збільшує масу активного елементу оболонки – її п'єзокераміки, що в свою чергу повинно вплинути як на ефективність перетворення енергії в випромінювачі, так і на ширину смуги резонансних частот. Проте не слід забувати, що результат цих змін залежатиме від типу використовуваної поляризації активного елементу оболонки.

Розглянемо, яких змін набудуть амплітуди (рис. 2.26) та фази (рис. 2.27) коливальної швидкості на поверхні випромінювачів в залежності від серединного радіусу їх оболонки. Розрахунки проводились для трьохелементної антени, що складається з випромінювачів силової конструкції з окружною поляризацією для значень $r_{os} = 0,068 \div 0,12$ м, $h_s = 0,008$ м, $l_{qs} = 0,147$ м, та складу використовуваного матеріалу п'єзокераміки ЦТБС-3.



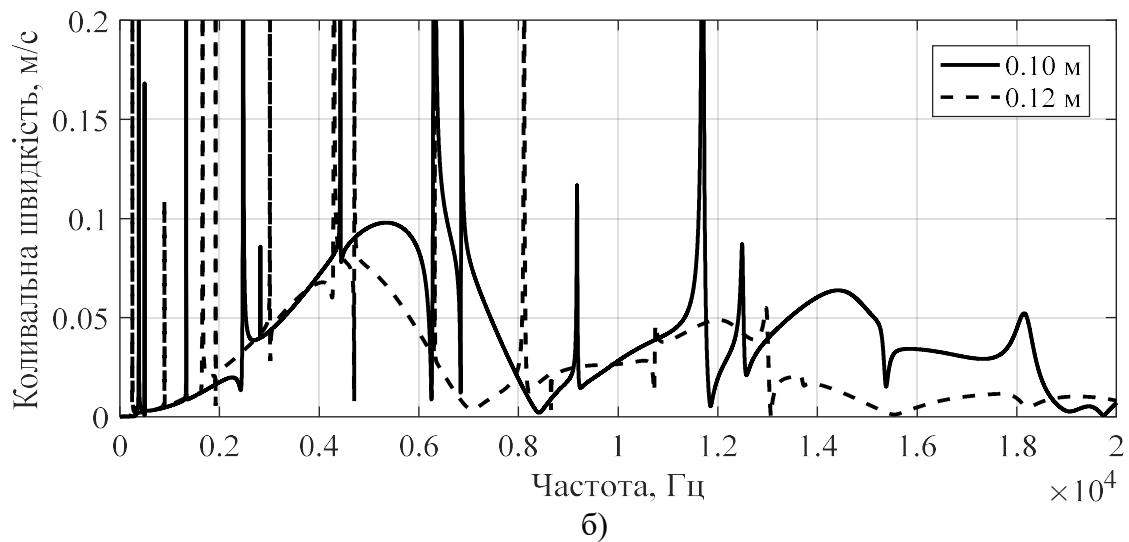


Рис. 2.26. Частотні залежності амплітуд коливальної швидкості крайнього (а) та центрального (б) випромінювачів для різних середніх радіусів їх п'єзокерамічних оболонок

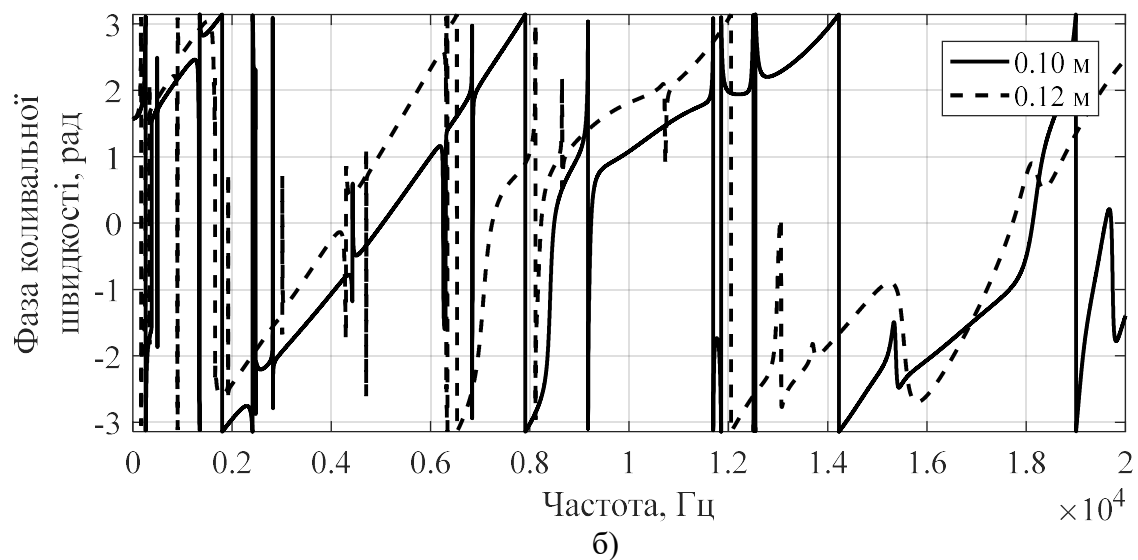
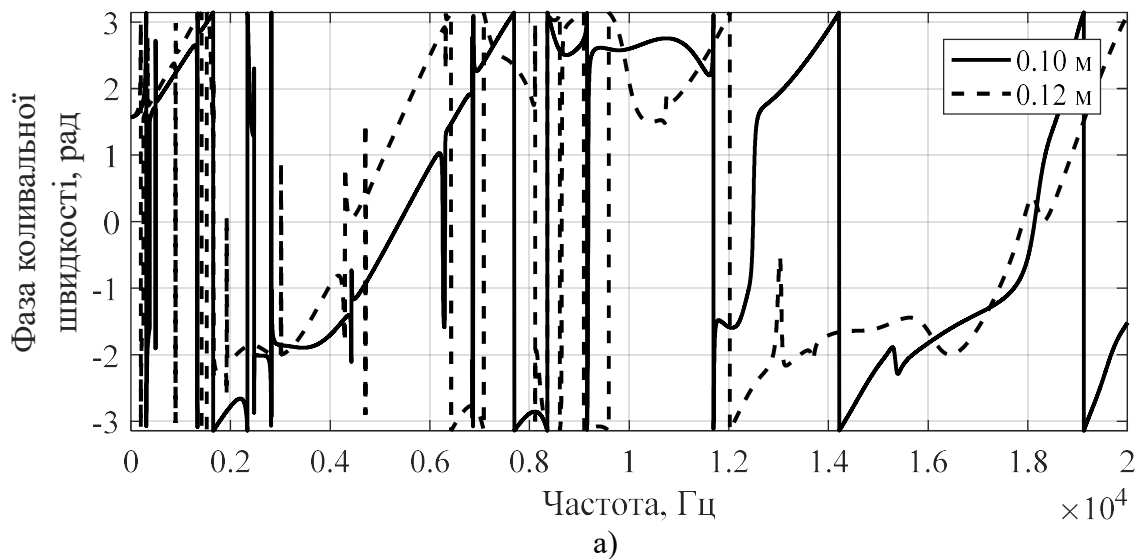
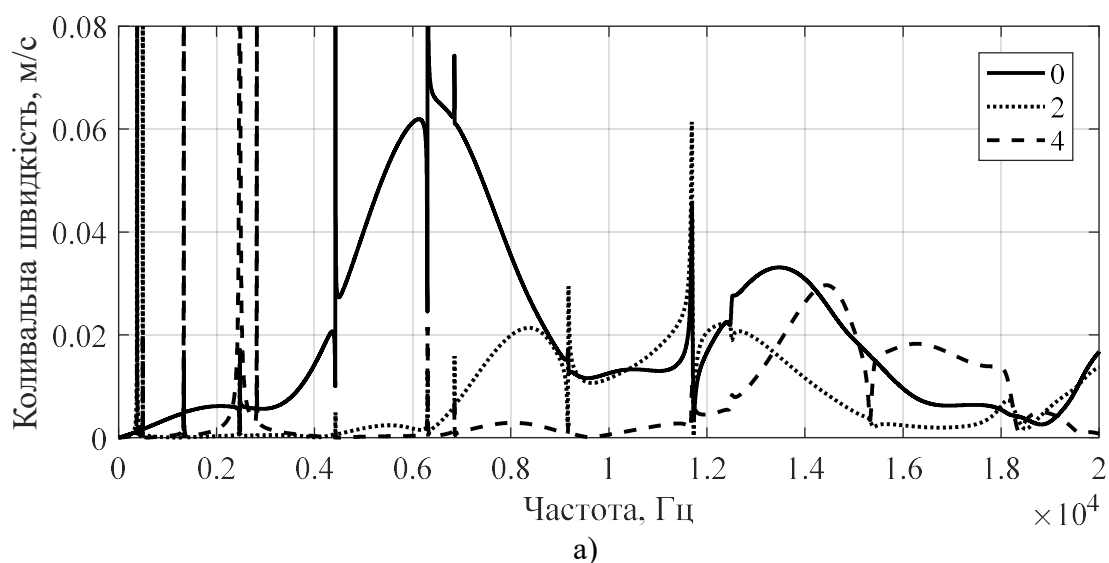


Рис. 2.27. Частотні залежності фаз коливальних швидкостей крайнього (а) та центрального (б) випромінювачів для різних серединних радіусів їх п'єзокерамічних оболонок

З приведених на рис. 2.26, 2.27 та 2.1 залежностей видно, що при збільшенні серединного радіусу випромінювачів та збереженні їх товщини та відстані між поздовжніми вісями, як і очікувано спостерігається зміщення усіх резонансів випромінювачів в область більш низьких частот, що пояснюється збільшенням фізичних розмірів випромінювачів. При цьому зміщуються як основні резонанси випромінювачів, так і додаткові резонанси у всій смузі досліджуваних частот. Це обумовлено тим, що при вибраному типі електричного збудження збільшення серединного радіусу випромінювача збільшує довжину його окружності, що в свою чергу зумовлює збільшення довжини хвилі на частоті основного резонансу та, відповідно, зменшення частоти цього резонансу. В резонансній та високочастотній областях спостерігається загальне зменшення амплітуди коливальної швидкості. Для усіх радіусів у високочастотній області амплітуда коливальної швидкості зменшується. Зі збільшенням серединного радіусу випромінювача це зменшення прискорюється. Факт зменшення амплітуди коливальної швидкості при збільшенні радіусу випромінювачів обумовлений тим, що при цьому амплітуда збуджуючої електричної напруги залишається незмінною, а, відтак, напруженість електричного поля в п'єзокерамічному матеріалі зменшується.

Для встановлення фізичних причин такої поведінки розглянемо частотні залежності амплітуд (рис. 2.28) мод коливальної швидкості для крайнього випромінювача трьохелементної решітки.



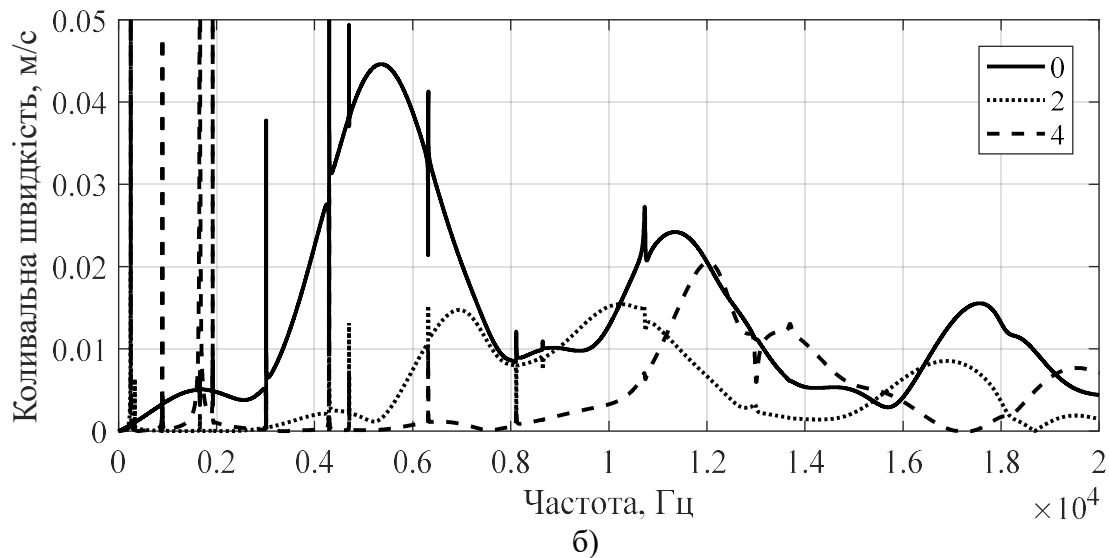


Рис. 2.28. Частотні залежності амплітуди мод коливальної швидкості крайнього випромінювача для різних серединних радіусів: 0.1 м (а), 0.12 м (б)

Аналіз частотних залежностей амплітуд мод коливальної швидкості (рис. 2.28, 2.4) показує, що тут також спостерігається зсув усіх резонансів випромінювачів в бік низьких частот. Слід відмітити, що загальний характер частотної залежності є практично незмінним і вся вона зміщується в область низьких частот, що також підтверджується характером фазових залежностей коливальної швидкості (рис. 2.29, 2.5). Окрім того, спостерігається зменшення ширини смуг резонансів системи як на нульовій, так і на вищих модах коливань. Зменшення амплітуди основної та додаткових мод пояснюється тим, що при розрахунках використовується модель випромінювача, активний елемент оболонки якої виконано з окружною поляризацією. Згідно з розділом 1 при такому типі поляризації конструктивно оболонка формується з певного числа однакових призм, які склеєні боковими поверхнями з нанесеними на них електродами. Збільшення серединного радіусу оболонки при сталій кількості призм у її конструкції (в даному випадку $N^{(s)} = 48$) призводить до збільшення ширини призми, а отже відстані між її електродами. При одній і тій же збуджуючій напрузі це призводить до зменшення напруженості електричного поля, що і є причиною зменшення амплітуди коливальної швидкості на поверхні випромінювачів.

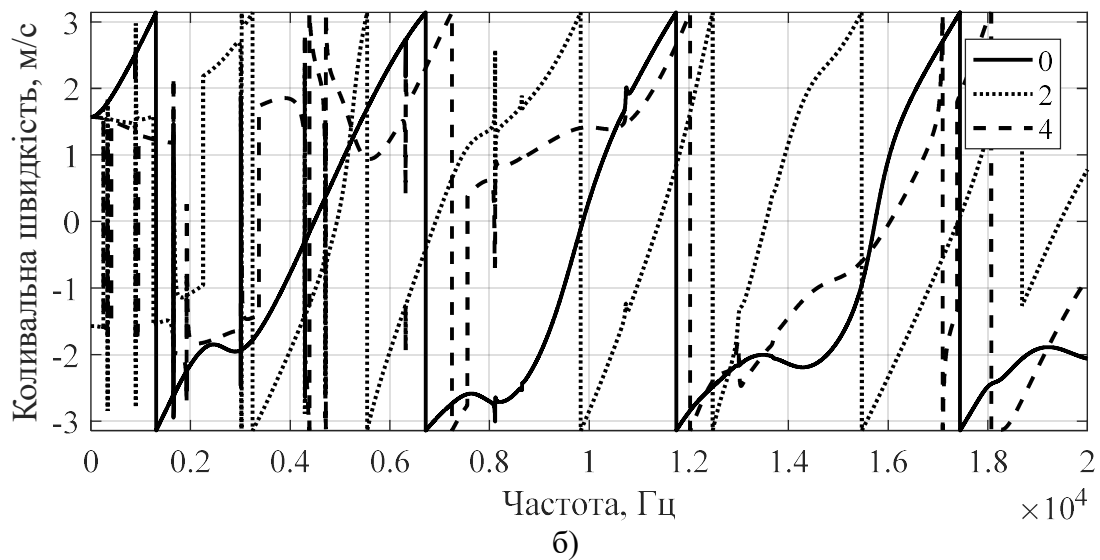
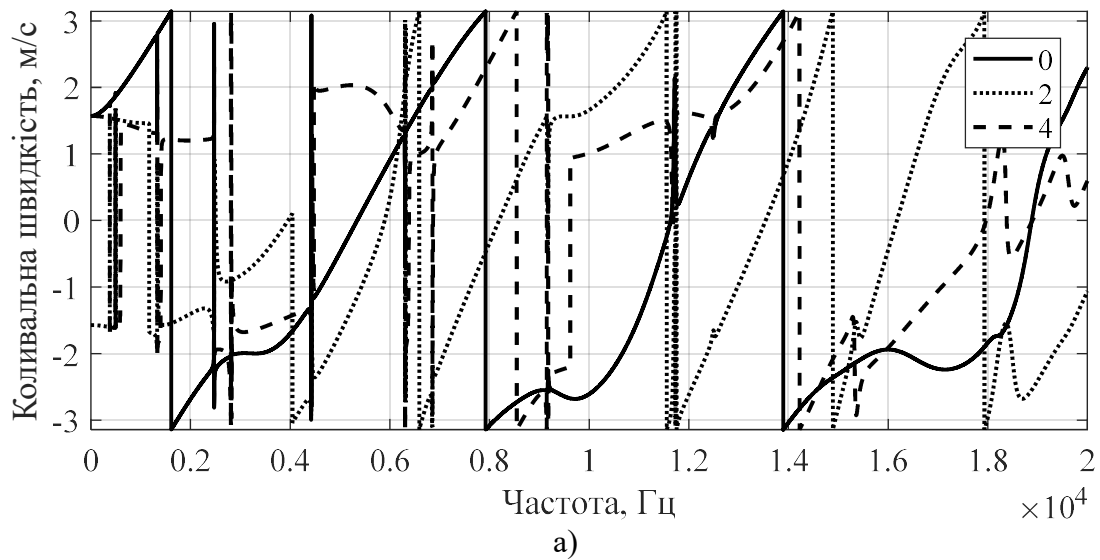


Рис. 2.29. Частотна залежність фази мод коливальної швидкості крайнього випромінювача для різних радіусів: 0.1 м (а), 0.12 м (б)

Тепер перейдемо до дослідження впливу змін товщини стінки оболонки на механічні поля випромінювачів (рис. 2.30, 2.1, а). Розрахунки проводились для трьохелементної антени, що складається з випромінювачів силової конструкції з окружною поляризацією для значень $r_{os} = 0,068 \text{ м}$, $h_s = 0,006; 0,008; 0,01 \text{ м}$, $l_{qs} = 0,147 \text{ м}$, склад використовуваного матеріалу п'єзокераміки ЦТБС-3.

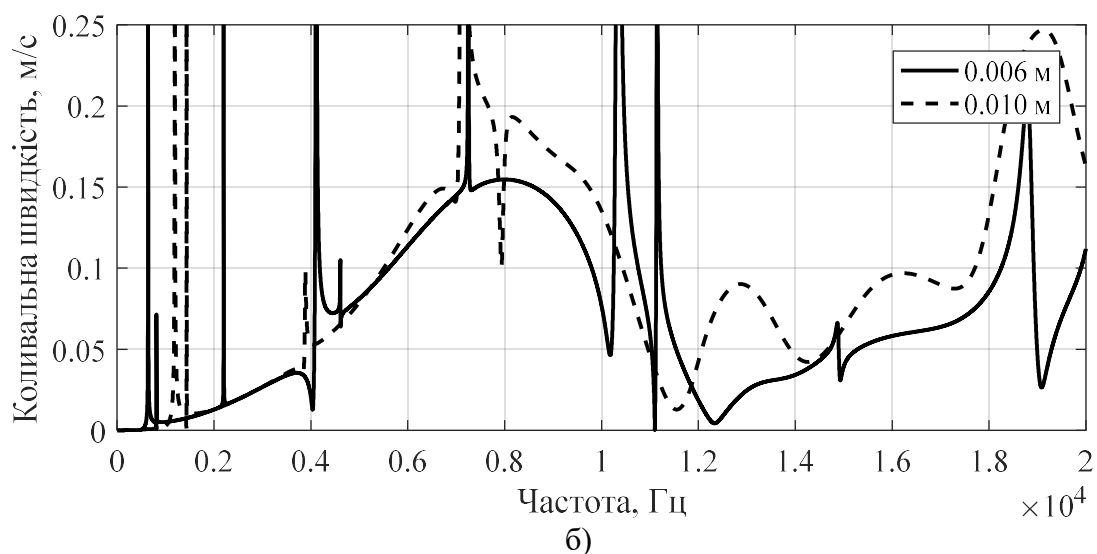
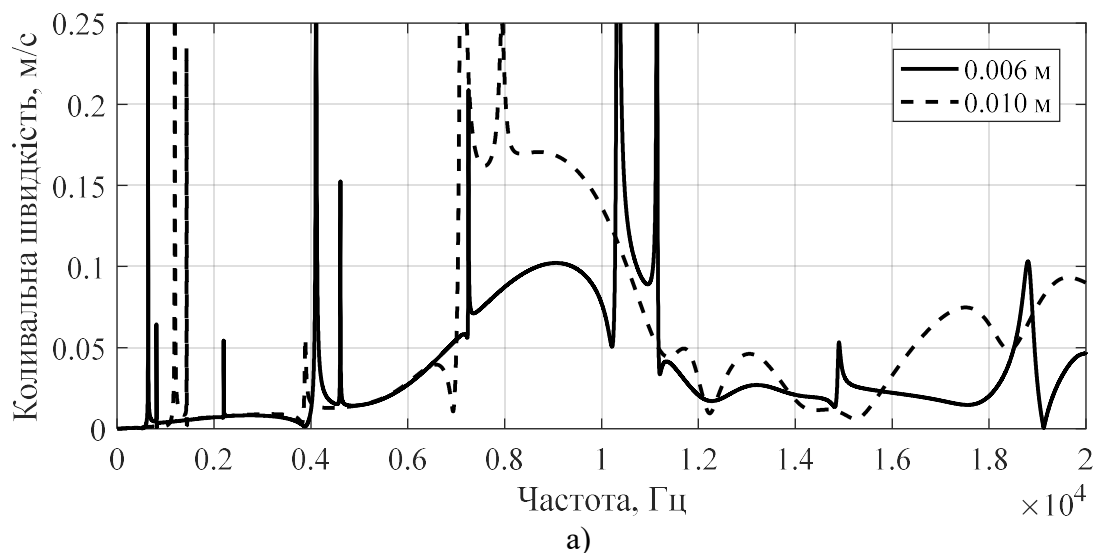


Рис. 2.30. Частотні залежності амплітуди коливальної швидкості крайнього (а) та центрального (б) випромінювачів для різних товщин стінки оболонки: 0.006 м (а), 0.01 м (б)

Аналіз залежностей, приведених на рис. 2.30 та 2.1,а дозволяє встановити, що при зміні товщини стінки оболонки випромінювачів частотні залежності амплітуд коливальних швидкостей зазнають суттєвих змін. Збільшення товщини стінки оболонки випромінювача призводить до загального збільшення амплітуди коливальної швидкості на його поверхні і навпаки. Це пояснюється тим, що при збільшенні товщини стінки оболонки збільшуються і товщина призми, з яких складається досліджувана оболонка, а отже і площа електродів на бокових поверхнях призми. При одній і тій же збуджуючій напрузі це призводить до збільшення напруженості електричного поля, що і є причиною збільшення

амплітуди коливальної швидкості на поверхні випромінювачів. Зменшення товщини стінки випромінювача призводить до зворотних наслідків.

Приведені твердження також прослідковуються при розгляді частотних залежностей амплітуд мод коливальної швидкості (рис. 2.31). Амплітуда нульової моди збільшується зі збільшенням товщини стінки оболонки випромінювача. За рахунок енергії нульової моди формуються додаткові резонанси у всіх областях.

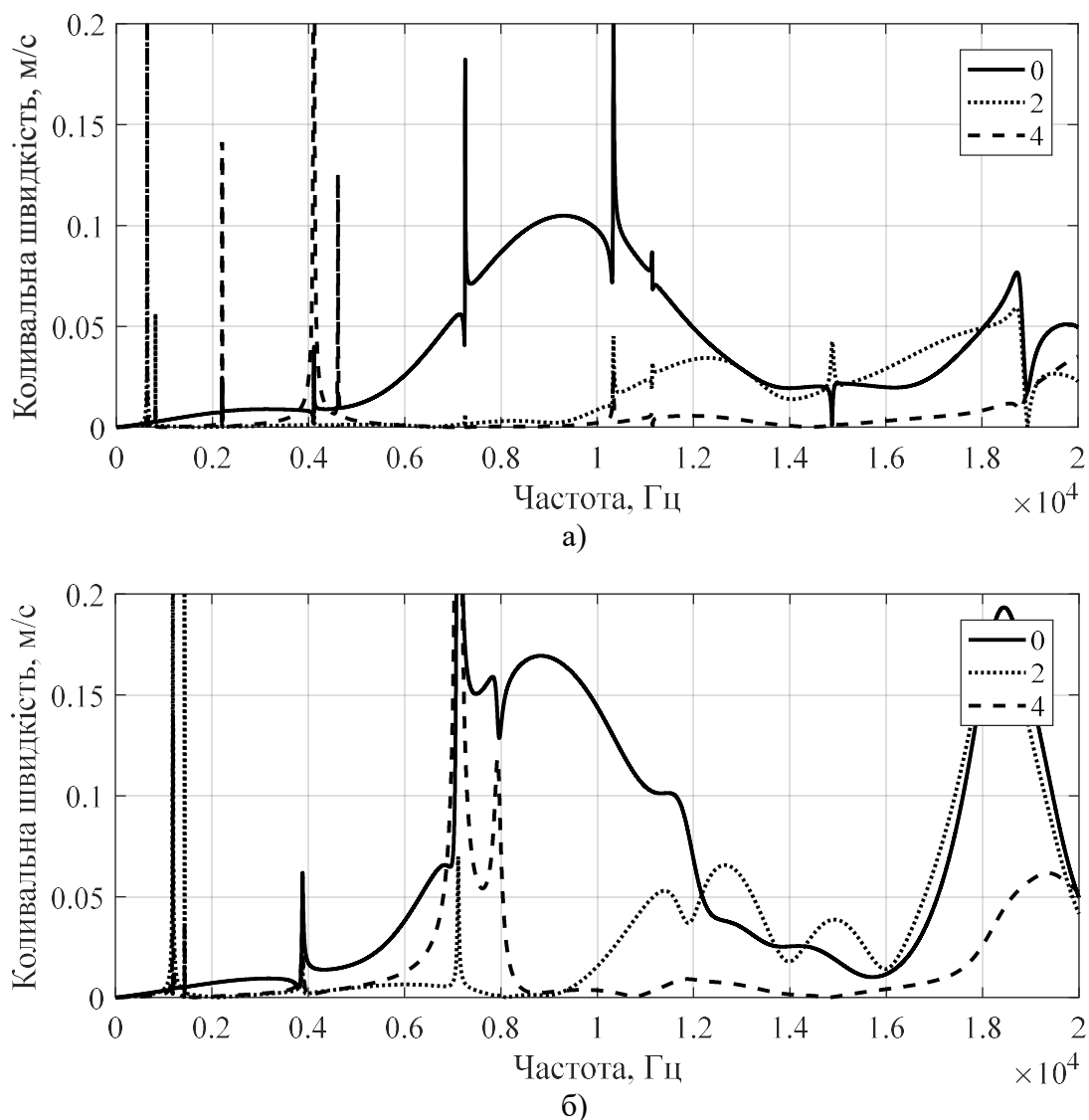


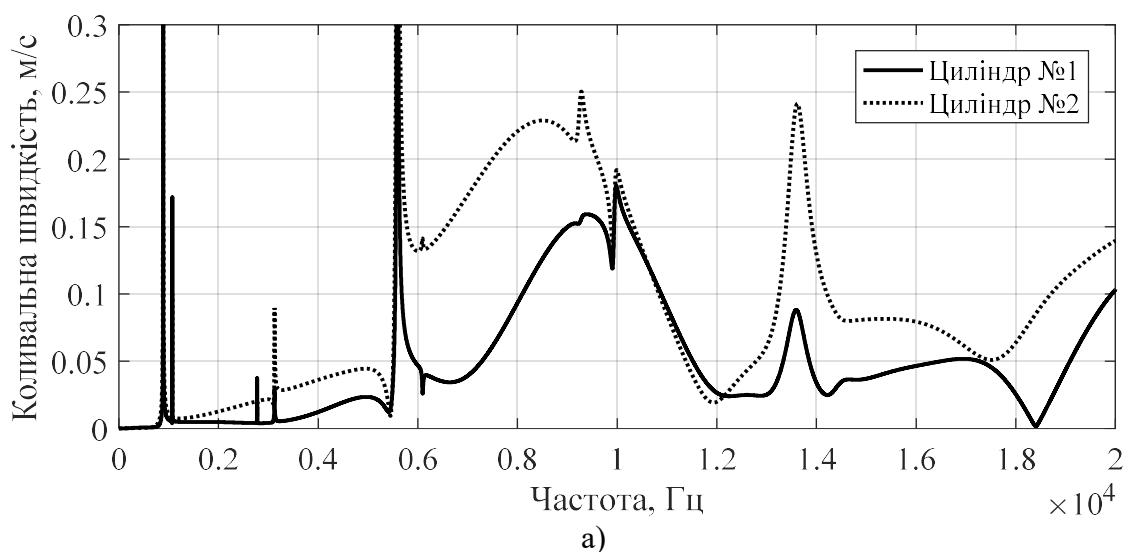
Рис. 2.31. Частотні залежності амплітуд мод коливальної швидкості крайнього випромінювача для різних товщин стінки оболонки: 0.006 м (а), 0.01 м (б)

Друга та четверта моди формують додаткові резонанси в області низьких та високих частот, де на деяких частотах амплітуда другої моди перевищує нульову на частоті основного резонансу випромінювача. При цьому амплітуди нульової та другої мод в області високих частот є майже співрозмірними. Окрім того при зміні

товщини стінки оболонки випромінювачів прослідковується зміна смуги додаткових резонансів та їх амплітуди (рис. 2.1, 2.31).

І, нарешті, розглянемо, як впливає на особливості розподілу коливальної швидкості на поверхні випромінювачів кількість випромінювачів у складі решітки. Розрахунки виконувались для антени, що складається з випромінювачів силової конструкції з окружною поляризацією для значень $r_{os} = 0,068 \text{ м}$, $h_s = 0,008 \text{ м}$, $l_{qs} = 0,147 \text{ м}$, тип використовуваного матеріалу - п'єзокераміка складу ЦТБС-3. Розглянуто ситуації, коли планарна антена складається з трьох (рис. 2.1), чотирьох (рис. 2.32, а) та п'яти (рис. 2.32, б) випромінювачів.

Аналіз рис. 2.32 та 2.1 показує, що в цілому форма частотної залежності амплітуд коливальної швидкості на поверхні випромінювачів суттєво залежить від кількості випромінювачів у складі антени. По-перше, зі збільшенням кількості випромінювачів у складі антенної решітки відбувається збільшення амплітуд коливальних швидкостей усіх випромінювачів. По-друге, частоти додаткових резонансів, що виникають в низькочастотній та високочастотній областях для однаково розміщених випромінювачів майже не змінюються, проте їх амплітуди збільшуються. По-третє, розподіл коливальної швидкості у крайніх та центрального випромінювачів відрізняються. Амплітуда випромінювачів, що розміщені ближче до центру антени вище, ніж у крайніх, що є природнім, оскільки сила взаємодії випромінювачів в центрі антени більша, ніж по краях.



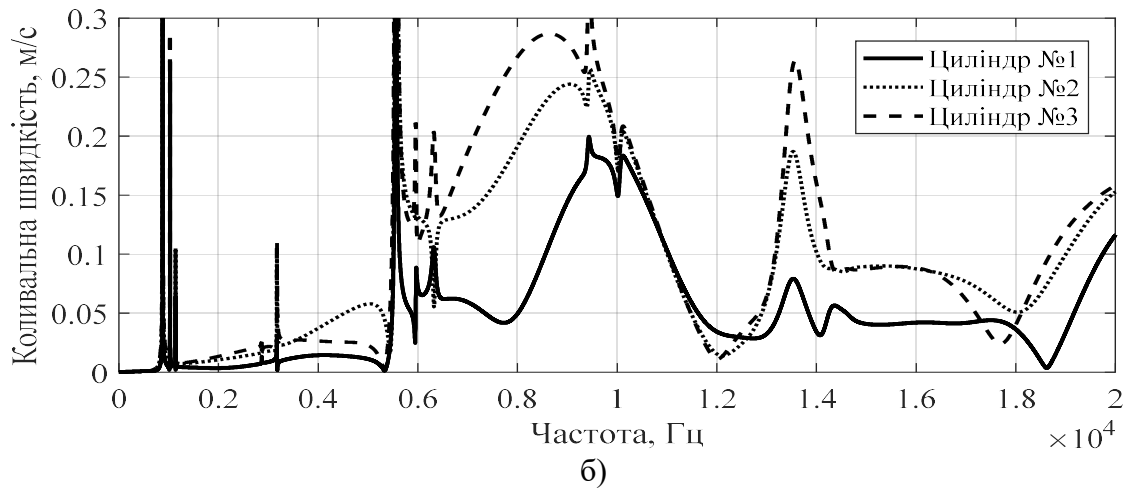


Рис. 2.32. Частотні залежності амплітуд коливальної швидкості на поверхні випромінювачів у складі антени з чотирьох (б) та п'яти (в) елементів

По-четверте, відмінності мають і резонанси крайніх та центральних випромінювачів в антенних решітках, приведені на рис. 2.32. Частотний розподіл коливальної швидкості в резонансній області для центральних елементів антен (у випадку не парної кількості елементів в антені) є подібним для трьохелементної (рис. 2.1) та п'ятиелементної (рис. 2.32, б) антен. Для крайніх елементів частотний розподіл в резонансній області відрізняється від центрального, що чітко видно з частотних залежностей коливальних швидкостей на поверхні випромінювачів чотирьохелементної антени (рис. 2.32, а), яка містить лише крайні елементи. Розподіл коливальної швидкості на поверхні крайніх елементів у антен з різною кількістю елементів також є подібним. Те ж саме можна сказати і про частотні залежності фази випромінювачів (рис. 2.1, 2.33). Різниця між частотними залежностями крайніх та центрального елементів пояснюється їх різним радіаційним навантаженням. Навантаження центрального елемента є симетричним відносно центру антени та відносно її вісі. Навантаження крайніх елементів є симетричним лише відносно вісі антени.

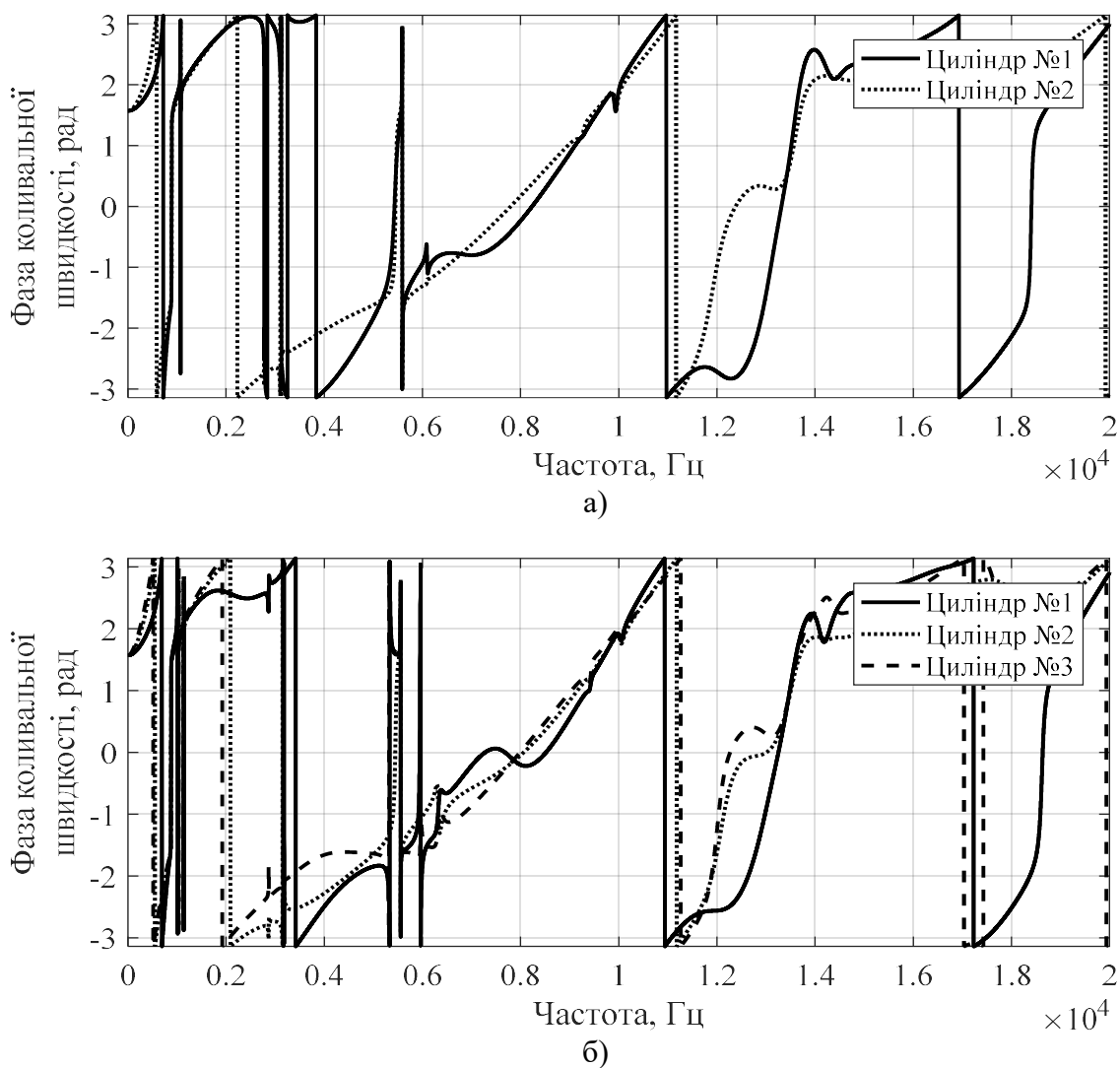


Рис. 2.33. Частотна залежність фази коливної швидкості на поверхні випромінювачів у складі антени з чотирьох (а) та п'яти (б) елементів

Для того, щоб оцінити, як кількість випромінювачів в антені впливає на симетрію коливної швидкості на поверхні випромінювачів в антенній решітці розглянемо нормовані кутові залежності коливної швидкості на частоті найбільшого додаткового резонансу $f = 5556 \text{ Гц}$ (рис. 2.1, 2.34) та на частоті основного резонансу $f = 9410 \text{ Гц}$ (рис. 2.1, 2.35). Приведені на рис. 2.1, 2.34, та 2.35, залежності показують, що: по-перше, порушення симетрії коливань у крайніх випромінювачів дійсно сильніше, ніж у центрального, що пояснюється тим, що вплив на центральний випромінювач є однаковим з обох сторін антени; по-друге, амплітуда коливної швидкості на поверхні центрального випромінювача вища ніж у крайніх практично на всіх кутах; по-третє, незалежно від кількості

випромінювачів в антенній решітці має місце симетрія коливальних швидкостей відносно площини поздовжніх вісей антени; по-четверте, на частоті основного резонансу кутовий розподіл коливальної швидкості наближується до однорідного для всіх випромінювачів, не залежно від їх кількості. Це пояснюється тим, що на цій частоті основний вплив на механічне поле здійснює нульова мода; по-п'яте, на частоті додаткового резонансу кутовий розподіл найбільш неоднорідний. Це обумовлено тим, що на цій частоті основний вплив на механічне поле здійснюється 4-ю модою.

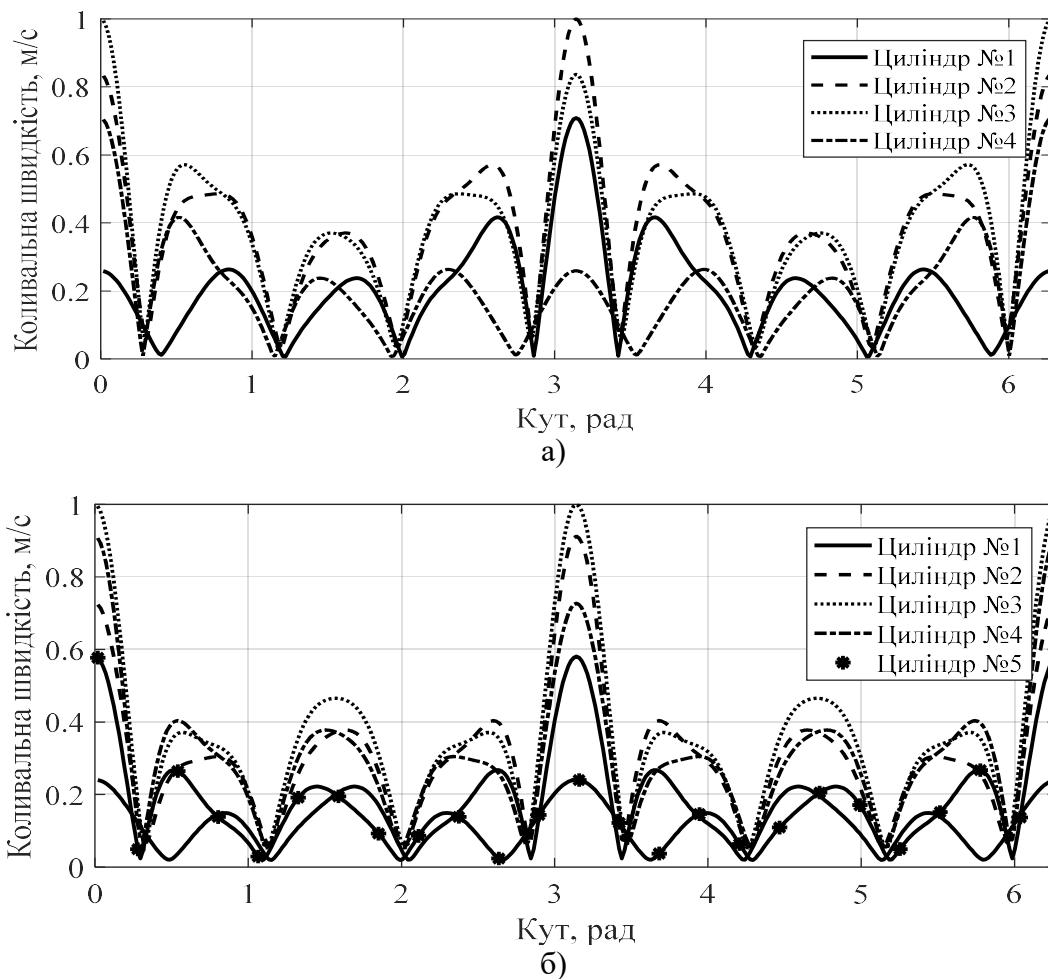


Рис. 2.38. Кутова залежність розподілу коливальної швидкості на поверхні випромінювачів у складі антени з чотирьох (а) та п'яти (б) елементів на частоті $f = 5556 \text{ Гц}$

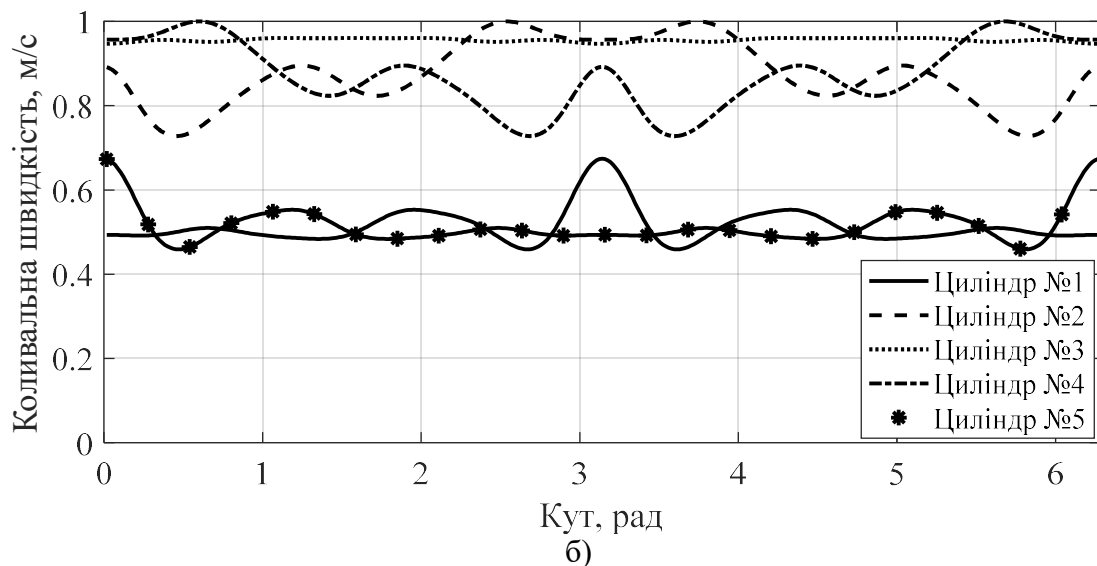
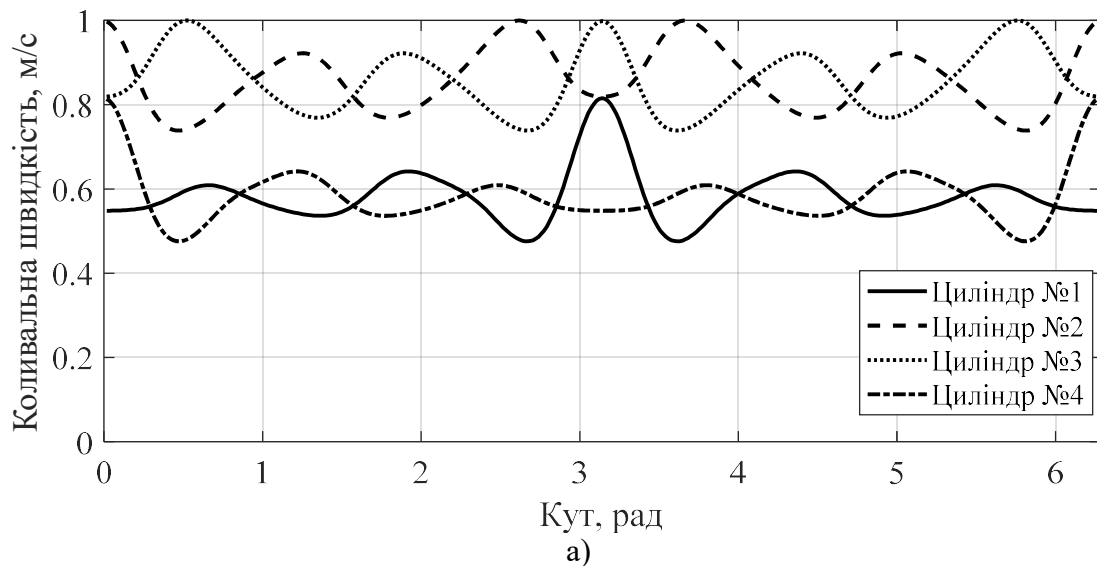


Рис. 2.39. Кутова залежність розподілу коливальної швидкості на поверхні випромінювачів у складі антени з чотирьох (а), та п'яти (б) елементів на частоті $f = 9410 \text{ Гц}$

Інтерес представляє також розгляд кутових розподілів окремих мод коливальної швидкості на поверхні випромінювачів. Як видно з кривих на рис. 2.7, у середнього випромінювача присутні лише парні моди коливань, в той час, як у крайніх – наявні всі моди. З розгляду аналогічних характеристик для чотирьох- (рис. 2.40) та п'ятиелементної (рис. 2.41) антен видно, що у крайніх випромінювачів антени (рис. 2.40, а,б та рис. 2.41, а,б) не парні моди присутні на всіх кутах, а у середнього (рис. 2.41, в) їх амплітуда наближується до нуля.

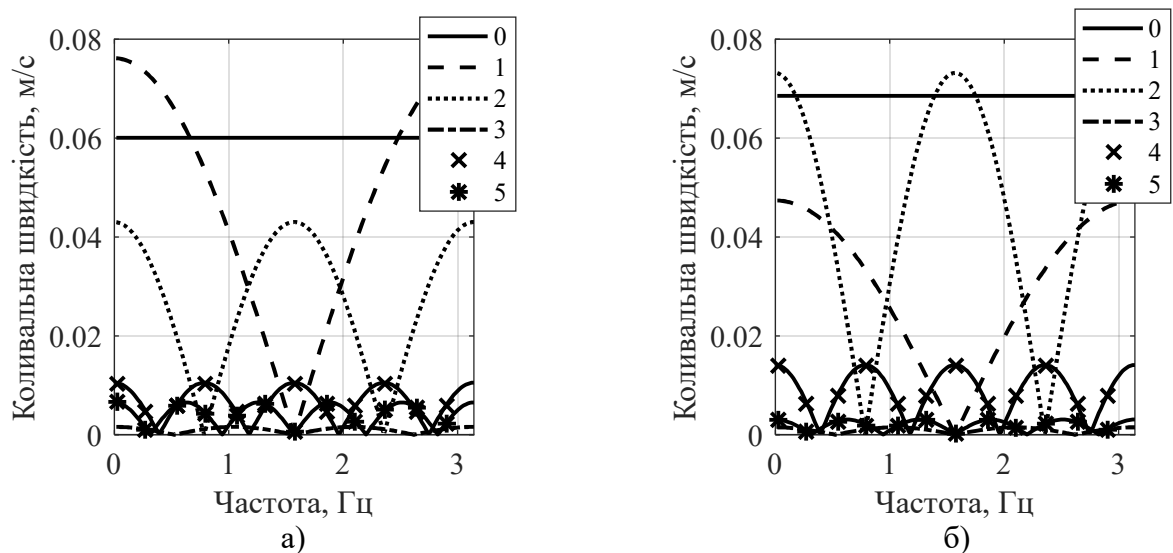


Рис. 2.40. Кутові залежності мод коливальної швидкості вакуумованих першого (а) та другого (б) випромінювачів чотирьохелементної антени на частоті $f = 12 \text{ кГц}$

Слід відмітити, що для антени, що містить у своєму складі чотири випромінювачі, амплітуда не парних мод у випромінювачів, що розміщені ближче до центру менша, ніж у випромінювачів, що розміщені на краях антени.

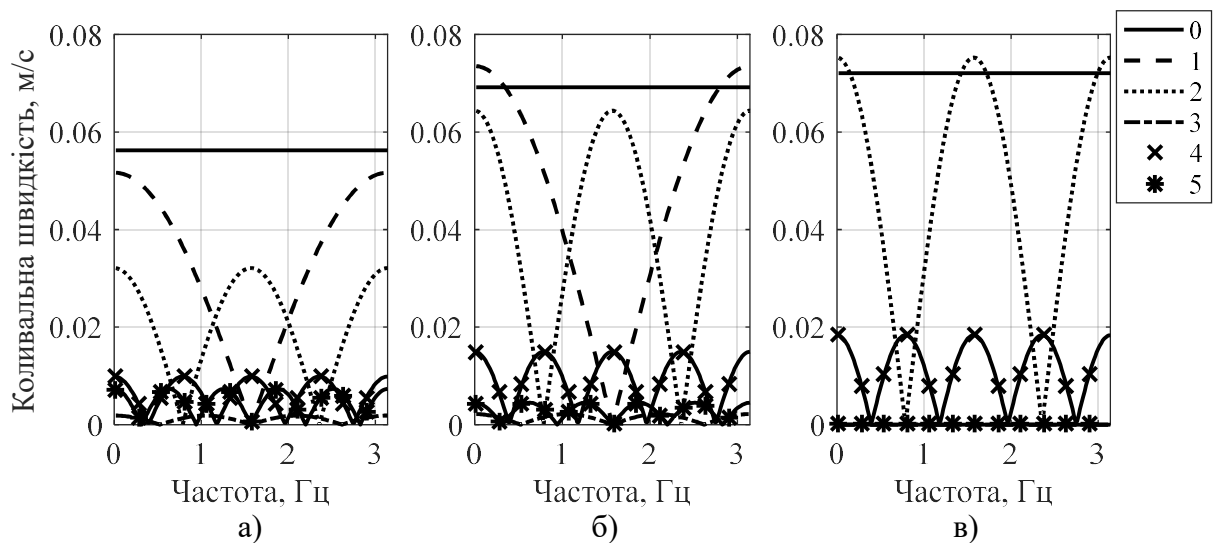


Рис. 2.41. Кутові залежності мод коливальної швидкості вакуумованих крайніх першого (а) і другого (б) і середнього (в) випромінювачів п'ятиелементної антени на частоті $f = 12 \text{ кГц}$

Така ж ситуація спостерігається і для антени, що складається з п'яти елементів. У випромінювачів, що знаходяться ближче до центру антени, амплітуда не парних мод відносно парних менша, ніж у випромінювачів, що розміщені на краях антени. А у середніх випромінювачів (для трьох- та п'ятиелементної антен) амплітуда не парних мод наближується до нуля. Таку поведінку можна пояснити різницею ступеня порушення радіальної симетрії радіаційного навантаження

випромінювачів в антенній решітці. Таким чином, чим ближче розміщено випромінювач до середини антенної решітки – тим меншою є амплітуда не парних мод коливань механічного поля.

Висновки до розділу 2

Встановлені закономірності впливу особливостей конструктивного виконання циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів, що працюють у складі планарної антенної решітки, та самої антенної решітки на найбільш важливі характеристики їх механічних полів – частотні та кутові залежності амплітуд та фаз коливальних швидкостей на поверхні випромінювачів.

До особливостей конструктивного виконання випромінювачів, вплив яких досліджувався, відносяться: тип виконання конструкції – силова чи компенсована; тип заповнення внутрішньої порожнини випромінювача; склад п'єзоматеріалу, з якого виконано активний елемент випромінювача, та характер його поляризації – окружна чи радіальна; геометричні розміри випромінювачів. До особливостей конструктивного виконання планарної антени в цілому відносяться: відстань між поздовжніми вісями випромінювачів та кількість випромінювачів у складі антенної решітки.

Із аналізу фізичних умов роботи випромінювачів в планарній антенній решітці, ясно, що фізичними причинами змін характеристик механічних полів циліндричних випромінювачів у складі планарної антенної решітки при їх збудженні на нульовій моді коливань є порушення радіальної симетрії радіаційного навантаження випромінювачів. Це порушення зумовлено плоскою формою випромінюючої поверхні антенної решітки, при якій різні випромінювачі антенної решітки по-різному навантажуються реакцією оточуючого середовища на збудження в ньому звукових хвиль та взаємодією між собою по акустичному полі, обумовленого багатократним обміном випромінювачами в антенній решітці випромінюваними та розсіяними (відбитими) хвилями. В системі з радіальною симетрією електричного навантаження та з порушеною симетрією радіаційного

навантаження окрім нульової моди генеруються додаткові моди, амплітуда коливань яких порівняна з нульовою модою. Це означає, що має місце ефект перерозподілу енергії, яка «закачується» у випромінювач на нульовій моді, в енергію додаткових мод. Такий перерозподіл енергії між всіма модами здійснює суттєвий вплив на характеристики механічних полів антенної решітки.

Цей вплив виражається як у зміні частотних та кутових розподілів коливальної швидкості випромінювачів в антенній решітці, так і появі додаткових низькочастотних та високочастотних резонансів великої амплітуди. Дослідження показали, що ступінь цих змін залежить від кількісного розподілу енергії нульової моди між вищими модами коливань, який в свою чергу залежить від розглянутих вище характеристик конструктивного виконання як випромінювачів антенної решітки, так і самої антенної решітки.

Показано, що в розглянутій антенній решітці з'являються механічні резонанси, частоти яких в 5-10 нижче за частоти основного резонансу випромінювача, а амплітуди перевищуються амплітуду на основній резонансній частоті в 3-5 разів. При цьому ширина смуги резонансних частот додаткових резонансів в 10-20 разів менша смуги основного резонансу.

РОЗДІЛ 3. ВЛАСТИВОСТІ АКУСТИЧНИХ ПОЛІВ ПЛОСКИХ БЕЗЕКРАННИХ ГІДРОАКУСТИЧНИХ АНТЕН В ЗАЛЕЖНОСТІ ВІД ОСОБЛИВОСТЕЙ КОНСТРУКТИВНОГО ВИКОНАННЯ АНТЕН ТА ЇХ ЕЛЕМЕНТІВ

3.1. Параметри досліджуваних акустичних полів

В залежності від призначення будь-який гідроакустичний пристрій в активній гідролокації вирішує два основні завдання:

- визначення напрямку на ціль та забезпечення точності пеленгування;
- забезпечення дальності виявлення цілі.

Виконання першого завдання забезпечується направленими характеристиками антенної решітки гідроакустичного пристрою, другого – випромінюванням достатньої для виявлення цілі акустичної потужності. Водночас випромінювана акустична потужність обмежена рівнем звукового тиску в ближній зоні антенної решітки, а саме співвідношенням максимального рівня випромінюваного акустичного тиску та порогу кавітаційної міцності робочої рідини. Перевищення цього порогу призводить до виникнення явища кавітації, що негативно впливає на характеристики антенної решітки та може нанести шкоду її поверхні.

Характеристики акустичного поля гідроакустичної антенної решітки можна поділити на локальні та інтегральні. До основної локальної характеристики відносять звуковий тиск, який створюється антенною решіткою в оточуючому просторі як в ближній, так і в дальній зонах. До інтегральних – випромінювану акустичну потужність $W_{ак}$ та імпеданс випромінювання $Z_{вм}$. Інтегральні характеристики можуть бути розраховані на основі локальних за наступними співвідношеннями [3]:

$$W_{ак} = \int_S PV^* dS \quad (3.1)$$

де P та V^* – ефективні значення тиску та комплексно спряженої коливальної швидкості в кожній точці поверхні випромінювача; S - площа поверхні випромінювача.

$$Z_{\text{вип}} = \frac{\text{Re}(W_{\text{ак}})}{|V_0|^2} + j \frac{\text{Im}(W_{\text{ак}})}{|V_0|^2} = r_{\text{вип}} + jx_{\text{вип}} \quad (3.2)$$

де $r_{\text{вип}}$ та $x_{\text{вип}}$ – активна та реактивна складові опору випромінювання; V_0 - нормальна складова коливальної швидкості в точці, що вибрана за точку приведення.

Таким чином, з приведених рівнянь видно, що в основі інтегральних характеристик антенної решітки знаходяться її локальні характеристики. Тому в першу чергу доцільно зосередитись на розрахунку локальних характеристик акустичного поля планарної антенної решітки.

Дослідженню акустичних полів антенних решіток та випромінювачів у їх складі присвячено значна кількість робіт. В роботах [62, 114, 118] розглянуто питання, пов'язані з дослідженням та аналізом напрямлених характеристик антен різних типів. При цьому використовується спрощений підхід. Не враховуються тип конструкції та конструктивні особливості побудови випромінювачів, що входять до складу решітки. Вони представляються у вигляді точкових джерел звуку, що не дозволяє врахувати ефекти, які виникають внаслідок взаємодії випромінювачів та конструктивних елементів антенної решітки по акустичному полю.

Існує ряд робіт, в яких приймаються до уваги не лише особливості конфігурації антени, а і конструктивні особливості побудови випромінювачів у її складі. Так, роботи [33, 34, 38, 41, 104] розглядають задачу випромінювання звуку скінченною решіткою співвісних кілець.

В роботі [33] розглядається скінченна антенна решітка, що складається з відкритих співвісних жорстких циліндричних оболонок з використанням методу часткових областей. Розглядаються як пульсуючі, так і осцилюючі коливання оболонки. Авторами представлено підхід до розрахунку та оцінки ближнього та дальнього поля такої решітки. Приведені результати чисельних розрахунків частотних залежностей акустичних імпедансів випромінювачів у складі решітки та

діаграми направленості антенної решітки. Проводиться аналіз акустичної взаємодії кілець в решітці. Проте розрахунки проводяться лише для жорстких циліндричних оболонок, матеріал яких не враховується, а коливання поверхні оболонок є заданими.

Аналогічна система розглянута в роботі [34]. Вона відрізняється від попередньої тим, що випромінювачі в складі антенної решітки є п'єзокерамічними і до уваги беруться також характеристики п'єзокерамічного матеріалу, з якого виготовлено оболонку. Приведені результати чисельних розрахунків випромінюваної потужності для одиночного кільця та для двох- та багатоелементних решіток.

Антенна решітка такої ж конструкції розглянута в роботі [38]. Задача випромінювання вирішена за допомогою метода часткових областей з використанням методу еквівалентних електромеханічних схем. Автор приводить результати чисельних розрахунків потужності, випромінюваної антенною решіткою. Проведено аналіз отриманих залежностей та явищ, що виникають в системі в результаті взаємодії випромінювачів в решітці.

В роботі [104] вертикальна система кілець закрита по торцям жорсткими напівсферичними кришками. Одержано аналітичні вирази, що описують фізичні поля антени. Проведено чисельні розрахунки. Представлені частотні залежності випромінюваної акустичної потужності антени та характеристика напрямленості.

Аналогічно роботі [104] в роботі [41] з використанням методу часткових областей досліджено систему співвісних оболонок, закриту з торців екранами в формі усічених сферичних секторів. Приведено аналітичні вирази, за допомогою яких виконано чисельні розрахунки. Представлено частотні та кутові залежності звукового тиску та випромінюваної потужності. Автором зроблена оцінка точності використовуваного методу розрахунку.

Дослідження взаємодії між перетворювачами у складі лінійної антенної решітки за акустичним полем проводяться у роботі [76]. Тут розглянута наскрізна задача прийому плоских звукових хвиль тонкостінними перетворювачами з розрізними електродами. В роботі проведено числові розрахунки для одно- двох- та

трюхелементної решітки. Представлено кутові залежності амплітуд та фаз поля тиску на поверхні перетворювачів.

В роботах [85, 71] досліджуються особливості формування направлених характеристик антенних решіток у режимі прийому. В [85] розглянуто систему з двох вакуумованих перетворювачів. Авторами представлено розрахунки діаграм направленості для різних хвильових розмірів перетворювачів та різних значень бази антени. Проведено порівняння отриманих діаграм направленості з діаграмами класичної антенної решітки. Також приведені кутові залежності тиску на поверхні перетворювачів у складі антени. На основі проведених досліджень зроблено висновки стосовно фізичної достовірності класичної теорії розрахунку антенних решіток. Продовженням цього дослідження є робота [71]. В ній між перетворювачами антенної решітки розміщено електропружний циліндричний розсіювач. Проведено розрахунки і представлено діаграми направленості для системи без розсіювача та для різних варіантів комутації електродів розсіювача. Проведено аналіз отриманих результатів та зроблено висновки щодо можливості керування діаграмою напрямленості досліджуваної антенної решітки. В обох роботах досліджують багатомодові випромінювачі з розрізними електродами.

Таким чином, із наведеного можливо зробити висновок, що на даний момент не існує робіт, які б у повній мірі досліджували характеристики акустичних полів планарних антенних решіток, що складаються з циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів, в залежності від геометричних та фізичних особливостей виконання конструкцій як антен, так і їх елементів.

Отже, з огляду на сказане визначимо, які саме характеристики акустичного поля будуть розраховуватися для повної оцінки формування акустичних полів планарною антенною решіткою. До них відносяться:

- частотні та кутові залежності амплітуд та фаз випромінюваного акустичного тиску на поверхні випромінювачів;
- кутові залежності значень акустичного тиску в ближній та дальній зонах антенної решітки та у внутрішньому об'ємі випромінювачів.

Загальний вираз для акустичного тиску в полі має вигляд [51]:

$$P = \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (3.3)$$

З урахуванням виду потенціалів всередині (1.14) та зовні (1.15) випромінювачів вирази для тиску набувають вигляду:

$$P_2^{(s)}(r_s, \varphi_s) = -i\omega\rho_2^{(s)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n^{(s)} J_n(k_s r_s) e^{in\varphi_s}, \quad s=1, \dots, M, \quad 0 < r_s < r_2^{(s)}, \quad 0 < \varphi_s < \pi. \quad (3.4)$$

$$P_1(r_s, \varphi_s) = -i\omega\rho_1 \left[A_n^{(s)} H_n^{(1)}(kr_s) e^{in\varphi_s} + \sum_{\substack{q=1 \\ q \neq s}}^M \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m^{(q)} J_m(kr_s) H_{m-n}^{(1)}(kr_{qs}) e^{i(m-n)\varphi_{qs}} e^{im\varphi_s} \right], \quad (3.5)$$

$$s=1, \dots, M, \quad r_{1s} < r_s, \quad 0 < \varphi_s < \pi.$$

Оцінку діаграми напрямленості еквідистантної планарної системи та випромінювачів у її складі будемо проводити за допомогою наступних виразів відповідно:

$$D(\varphi) = \left(\frac{2}{\pi k r} \right)^{1/2} e^{i\left(\frac{\pi}{4} + kr\right)} \sum_{s=1}^M e^{-ikl(s-1)\cos(\varphi)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n^{(s)} e^{-i\frac{\pi}{2}n} e^{in\varphi}, \quad s=1, \dots, M, \quad 0 < \varphi < \pi. \quad (3.7)$$

$$D^{(s)}(\varphi_s) = \left(\frac{2}{\pi k r} \right)^{1/2} e^{i\left(\frac{\pi}{4} + kr\right)} e^{-ikl(s-1)\cos(\varphi_s)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n^{(s)} e^{-i\frac{\pi}{2}n} e^{in\varphi_s}, \quad s=1, \dots, M, \quad 0 < \varphi_s < \pi. \quad (3.6)$$

де l – відстані між поздовжніми вісями випромінювачів.

Невідомі коефіцієнти $A_n^{(s)}$, $B_n^{(s)}$ визначаються в результаті розв'язку методом редукції або послідовних наближень нескінченних систем лінійних алгебраїчних рівнянь для випромінювачів з окружною поляризацією (1.16) і з радіальною поляризацією (1.20).

Для визначення характеристик акустичних полів антени частотні та кутові залежності випромінювачів будемо досліджувати в залежності від:

- типу виконання конструкцій випромінювачів – силової чи компенсованої та фізичних характеристик середовищ, що заповнюють внутрішню порожнину випромінювачів;
- кількості випромінювачів в антенній решітці та її розмірів;
- складу застосованої в конструкції п'єзокераміки та характеру її поляризації;
- діаметру та товщини п'єзокерамічних оболонок випромінювачів.

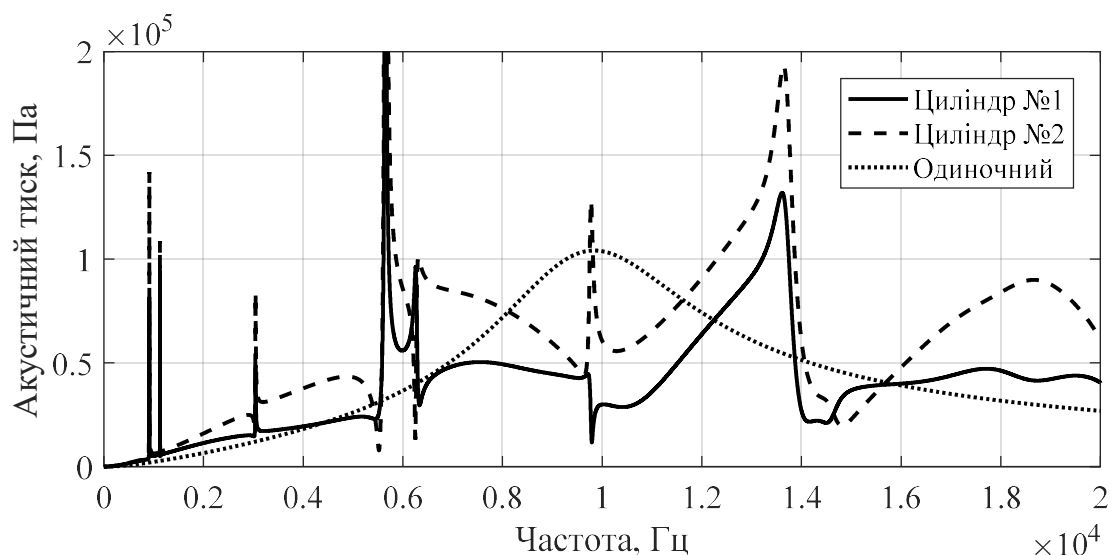
Для забезпечення можливості фізичного обґрунтування одержаних закономірностей в поведінці властивостей акустичних полів планарних антенних решіток та встановлення їх зв'язку з властивостями механічних полів усі числові розрахунки виконувались для таких же значень параметрів та характеристик елементів конструкцій антенних решіток, які наведені в розділі 2. Характеристики досліджуваних матеріалів, умови та порядок розрахунку обиралися відповідно розділу 2.

3.2. Властивості акустичних полів плоских антен, утворених із циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів силової конструкції

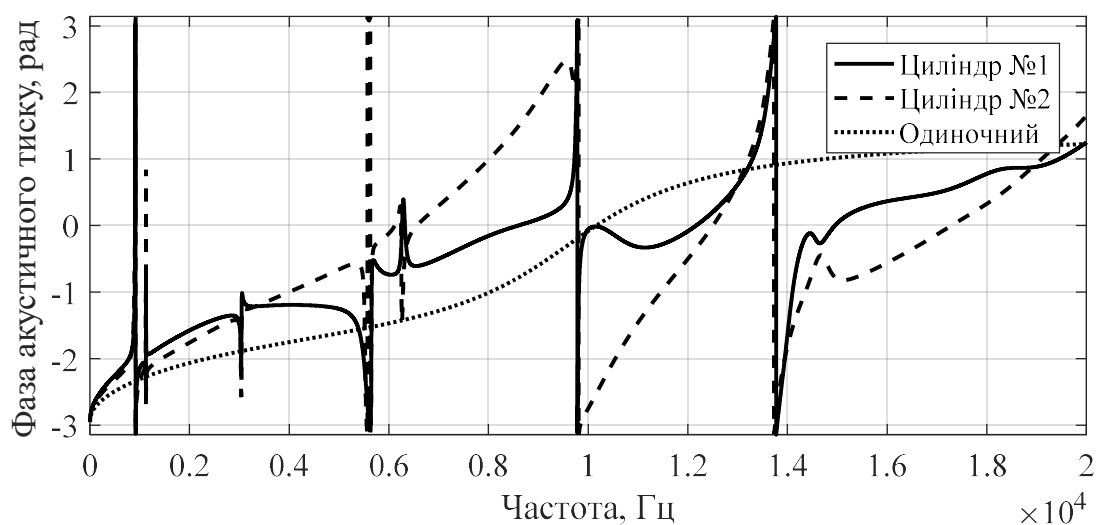
В підрозділах 2.2 та 2.3 було встановлено, що тип конструкції випромінювачів, що входять до складу планарної антенної решітки, суттєво впливає на формування її механічних полів. Як вже відмічалось, це пов'язано із хвильовим опором середовища, що заповнює внутрішню порожнину випромінювача і визначає тип конструкції. Для випромінювачів силової конструкції таким середовищем виступає вакуум або повітря при нормальному атмосферному тиску.

Дослідимо тепер вплив конструктивного виконання випромінювачів антенної решітки на формування її акустичних полів в робочих середовищах. Спочатку розглянемо частотні залежності амплітуд та фаз акустичного тиску на зовнішній поверхні випромінювачів $P^{(s)}(f) = P(r_{1s}, \varphi^{(s)}, f)$ при $\varphi^{(s)} = 90^\circ$ для випромінювачів, внутрішня порожнина яких заповнена вакуумом. Результати розрахунків для трьохелементної антени у порівнянні з одиночним випромінювачем приведені на рис. 3.1. Параметри випромінювача обиралися у відповідності до розділу 2.2: $r_{os} = 0,068$ м, $h_s = 0,008$ м; окружна поляризація; кількість призм, з яких складається оболонка $N^{(s)} = 48$; п'єзокераміка ЦТБС-3; кількість випромінювачів у складі решітки $M = 3$; відстань між поздовжніми вісями випромінювачів $l_{qs} = 0,147$ м; величина збуджуючої напруги $\psi_0^{(s)} = 200$ В.

Аналіз частотних залежностей амплітуд тиску на зовнішній поверхні випромінювачів показує, що, як і у випадку частотних залежностей коливальних швидкостей, їх можна розділити на 3 частотні області: область до резонансу ($f < 6000$ Гц), резонансну область ($6000 < f < 14000$ Гц) та високочастотну область ($f > 14000$ Гц).



а)



б)

Рис. 3.1. Частотні залежності амплітуд (а) та фаз (б) акустичного тиску на поверхні вакуумованих випромінювачів

Аналіз амплітудних кривих в низькочастотній області (рис. 3.1 а) для випромінювачів у складі антенної решітки та порівняння їх з одиночним випромінювачем показує, що, по-перше, робота випромінювачів у складі антенної решітки призводить до збільшення амплітуд тисків. При цьому амплітуда тиску на

поверхні центрального випромінювача є найбільшою, що є природнім, оскільки для середніх випромінювачів антенної решітки вплив сусідніх випромінювачів є більшим, ніж для крайніх. По-друге, з'являється ряд додаткових вузькосмугових резонансів, амплітуда яких більш ніж в 10 разів перевищує амплітуду на поверхні одиночного випромінювача. Факт появи цих резонансів підтверджується багатократними перетинаннями фазових характеристик акустичного тиску вісі абсцис. По-третє, вузькосмугові резонанси крайніх та середніх випромінювачів близькі між собою за значеннями резонансних частот, але істотно відрізняються по амплітуді.

В резонансній області розміщення випромінювачів у складі антенної решітки істотно змінює їх резонансні властивості. Резонансна крива одиночного випромінювача практично розвалюється як для середніх, так і для крайніх випромінювачів і перетворюється в кілька резонансних викидів. Ці викиди вузькосмугові і розміщуються на власних резонансних частотах випромінювачів і на краях резонансної області. При цьому амплітуда резонансів на власній резонансній частоті випромінювача порівняна з одиночним випромінювачем для середніх випромінювачів антенної решітки і суттєво менша для крайніх випромінювачів. В цілому ж в резонансній області одиночного випромінювача амплітуди всіх випромінювачів антенної решітки мають істотно, особливо для крайніх випромінювачів, менші значення.

В області високих частот амплітуда акустичного тиску на поверхні випромінювачів, що працюють у складі антенної решітки, перевищує амплітуду одиночного випромінювача практично у всій смузі частот. При цьому середні випромінювачі мають суттєво більшу амплітуду, ніж крайні. З подальшим збільшенням частоти амплітуди тиску зменшуються, наближаючись до однакових. Таку поведінку можна пояснити розглянувши окремі складові (рис. 3.2) акустичного тиску на поверхні випромінювачів, що відповідають додатковим модам коливань.

З приведених на рис. 3.2 (а) залежностей видно, що, як і у випадку механічних полів, при порушенні радіальної симетрії радіаційного навантаження випромінювачів за рахунок роботи випромінювачів у складі антенної решітки

перекачування енергії з нульової моди коливань в інші моди призводить до появи додаткових складових акустичного тиску, обумовлених цими модами коливань.

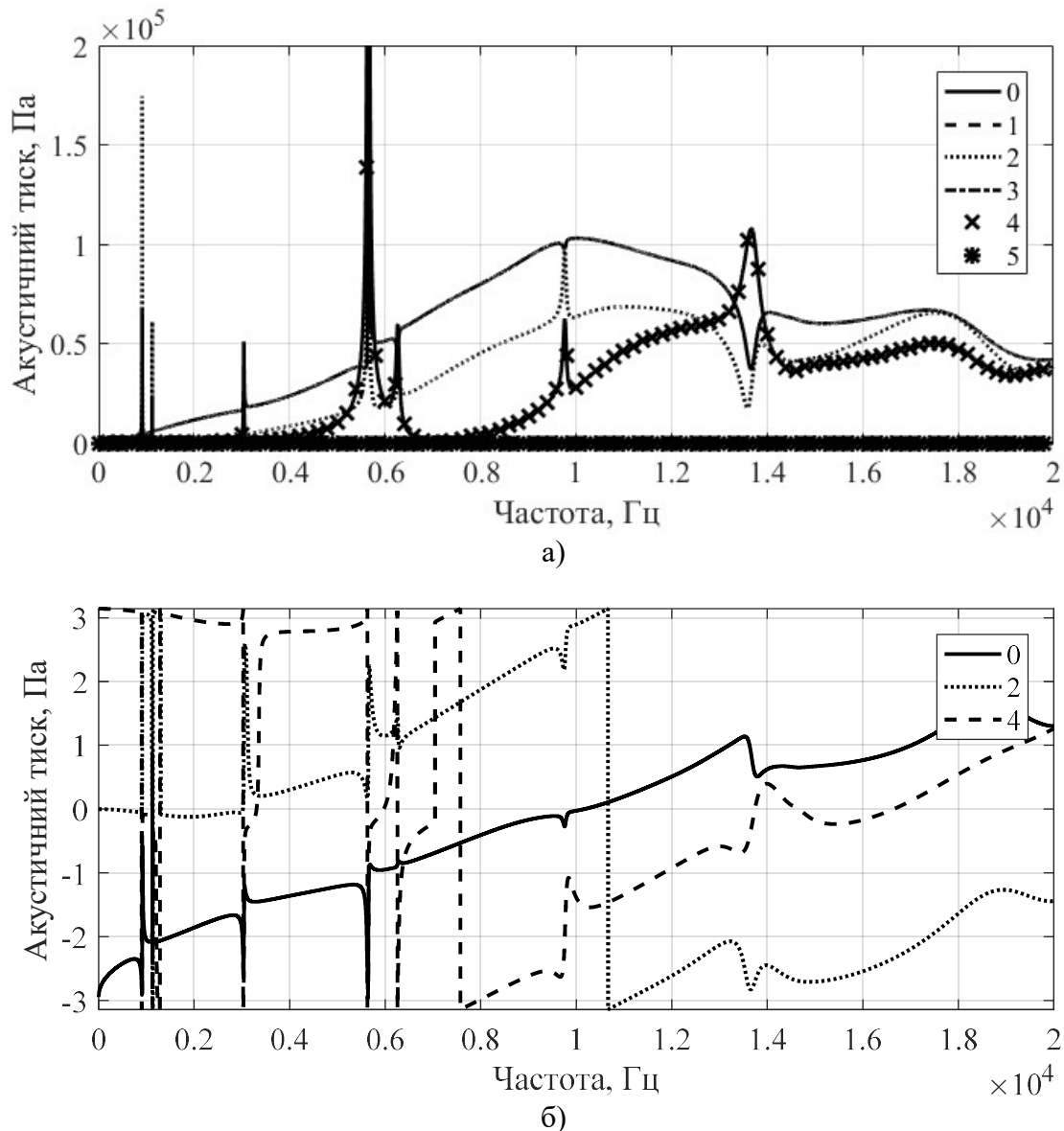
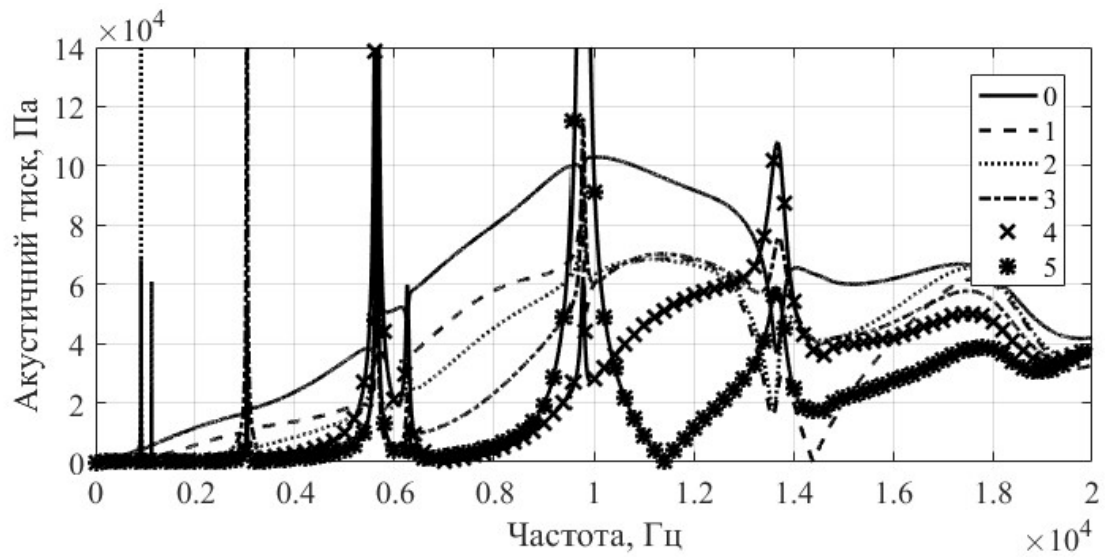


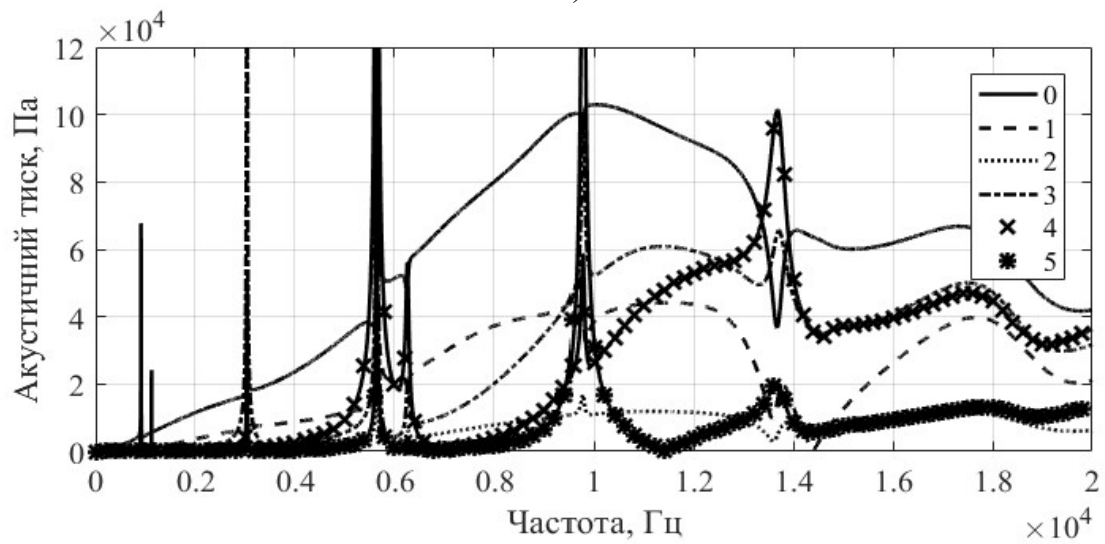
Рис. 3.2. Частотні залежності амплітуди (а) та фази (б) складових акустичного тиску на поверхні середнього вакуумованого випромінювача

Як і у випадку механічних полів, в точках на поверхні випромінювачів з координатами $\varphi^{(s)} = 90^\circ$, $r_s = r_{os} + h_s/2$ існують лише складові, що відповідають парним модам коливань. При такому куті амплітуда не парних складових спадає до нуля на поверхні всіх випромінювачів в решітці. Проте при інших кутових напрямках, наприклад, $\varphi^{(s)} = 0^\circ$ та $\varphi^{(s)} = 50^\circ$ ці складові присутні (рис. 3.3). Для середнього випромінювача, як і випадку механічних полів не парні складові відсутні

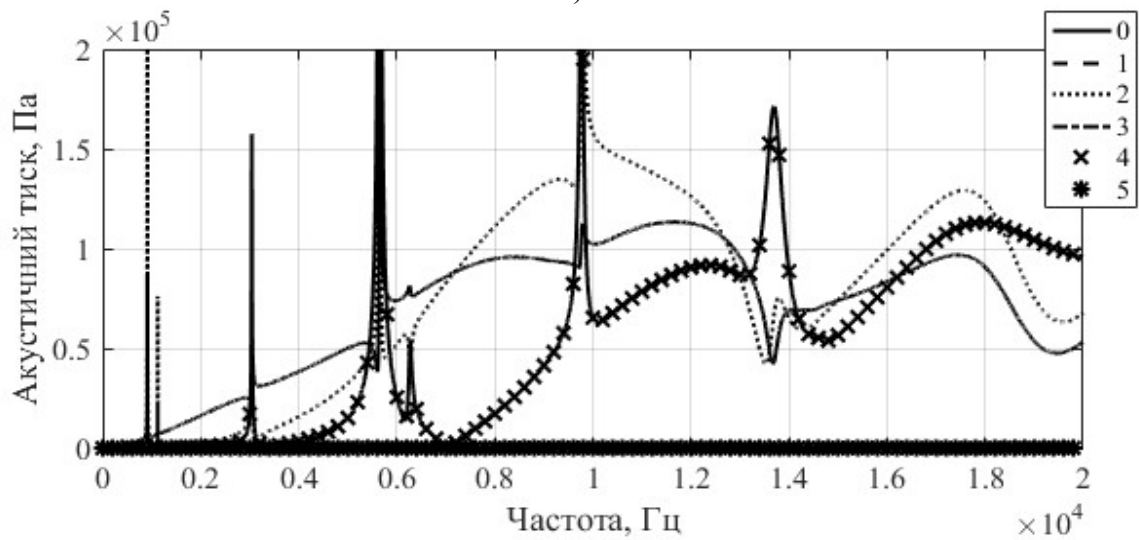
для будь-яких кутів. Таку різницю між крайніми та середнім випромінювачами антенної решітки можна пояснити умовами їх радіаційного навантаження.



а)



б)



в)

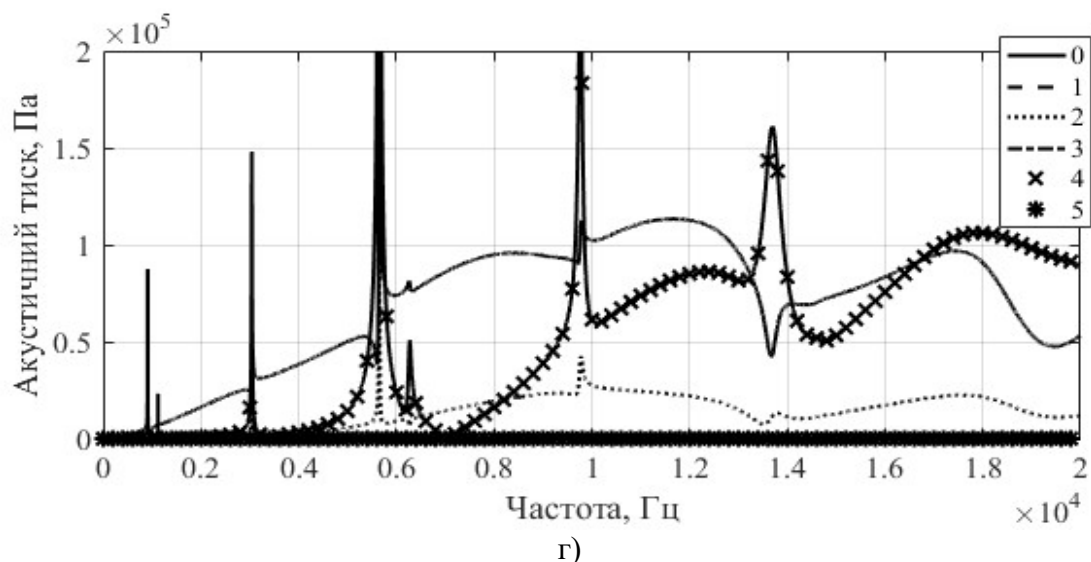


Рис. 3.3. Частотні залежності складових акустичного тиску крайнього (а, б) та середнього (в, г) вакуумованих випромінювачів антенної решітки для кутів $\varphi^{(s)} = 0^\circ$ (а, в) та $\varphi^{(s)} = 50^\circ$ (б, г)

Як бачимо, в залежності від місця розміщення досліджуваної точки на зовнішній поверхні випромінювачів у складі антенної решітки кількість складових акустичного поля, які відповідають нульовій і знову утвореним складовим, змінюється.

Подальші дослідження частотних залежностей акустичних полів будемо проводити в точці $\varphi^{(s)} = 90^\circ$ на випромінюючій поверхні антени. Тому надалі розглядатимемо лише складові тиску, що відповідають модам, які існують в цих точках на поверхні випромінювачів. Аналіз акустичних полів показує, що мають місце суттєві відмінності у поведінці складових акустичних та механічних полів, в особливості в резонансній області. По-перше, додаткові викиди звукового тиску в резонансній області генеруються, на відміну від коливальних швидкостей, складовими тиску, що відповідають коливальним швидкостям різних мод коливань. При цьому не всі додаткові резонанси по тиску генеруються тільки окремими модами коливань. Так, найбільший вклад в перший резонансний викид акустичного поля середнього випромінювача ($f \approx 5649 \text{ Гц}$) вносять всі перші п'ять складових звукового тиску, в той час як другий викид ($f \approx 9766 \text{ Гц}$) визначається лише складовими, що відповідають другій та четвертій модам коливань, в третій резонансний викид акустичного поля ($f \approx 13640 \text{ Гц}$) найбільший вклад вносить

складова, що відповідає четвертій моді коливань, яка на цій частоті забирає з нульової моди найбільше енергії, а інші складові мають провали на цій частоті в своїх частотних залежностях. По-друге, на відміну від механічних полів, амплітуди додаткових акустичних складових мають значення, порівняні з амплітудою акустичної складової нульової моди не лише на високих частотах, а і в області резонансних частот. Аналіз частотних залежностей фаз складових акустичного тиску (рис. 3.2, б) свідчить про те, що у всій смузі досліджуваних частот фази додаткових складових відрізняються на π . При збільшенні частоти фази нульової та четвертої складових тиску зближуються.

Розглянемо варіант силової конструкції випромінювача, коли внутрішня його порожнина заповнена не вакуумом, а повітрям під нормальним атмосферним тиском.

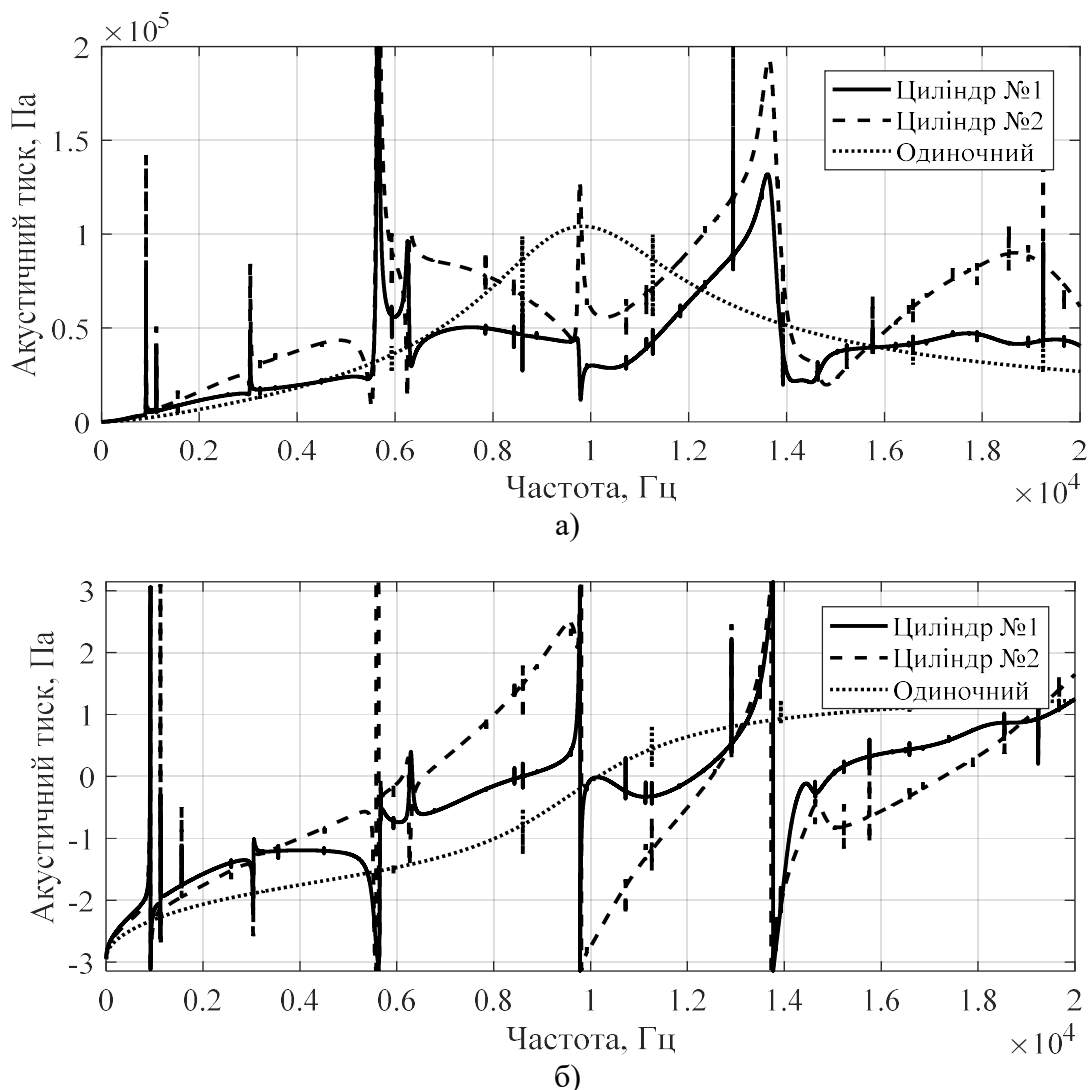
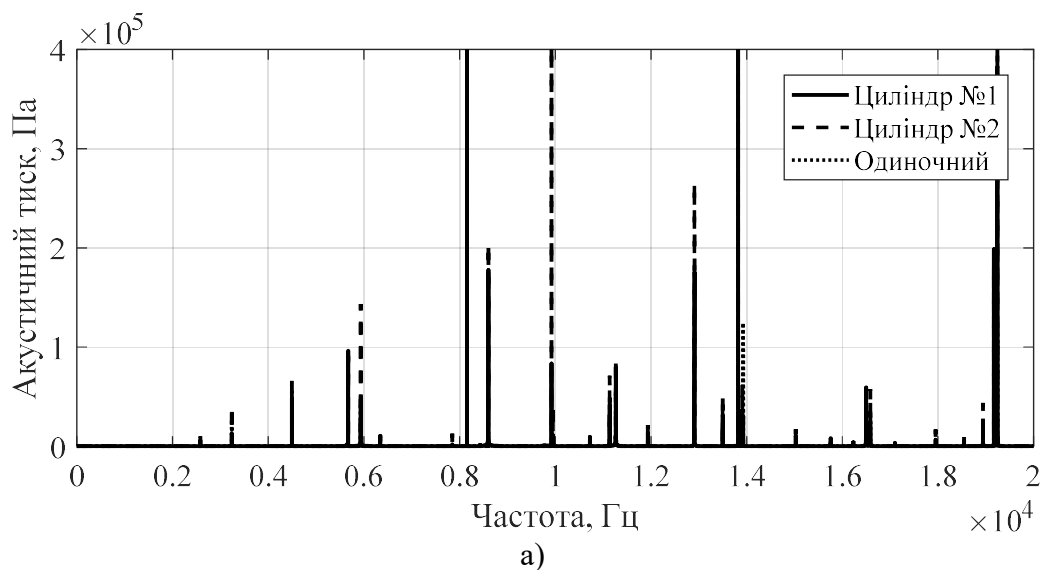


Рис. 3.4. Частотні залежності амплітуд (а) та фаз (б) акустичного тиску на поверхні випромінювачів, заповнених повітрям

Аналіз частотних залежностей амплітуд (рис. 3.4 а) і фаз (рис. 3.4 б) тиску на поверхні заповнених повітрям випромінювачів і порівняння їх з аналогічними залежностями вакуумованих випромінювачів (рис. 3.1) у складі антенної решітки дозволяє виділити в загальній поведінці цих залежностей кілька особливостей. По-перше, загальний вигляд частотних залежностей амплітуд та фаз силових конструкцій циліндричних випромінювачів обох типів ідентичний як по формі, так і по кількісним характеристикам. По-друге, генерація додаткових резонансів, обумовлених енергетично активними модами коливань, зберігається на всьому досліджуваному частотному діапазоні. По-третє, заповнення внутрішнього об'єму п'єзокерамічних оболонок випромінювачів пружним середовищем обумовлює подальше розширення спектру резонансних частот акустичного поля випромінювачів, обумовлених резонансами об'єму внутрішньої пружної порожнини оболонки, що наведені на рис. 3.5. Як можна побачити із аналізу кривих рис. 3.4, б, фазова характеристика тиску всередині випромінювача підтверджує цей факт. По-четверте, нові резонанси звукового тиску на зовнішній поверхні випромінювача обумовлені наявністю внутрішнього пружного середовища і є дуже вузькосмуговими (3-4 Гц). Тому, на відміну від додаткових резонансів, в подальшому будемо називати їх вузькосмуговими.



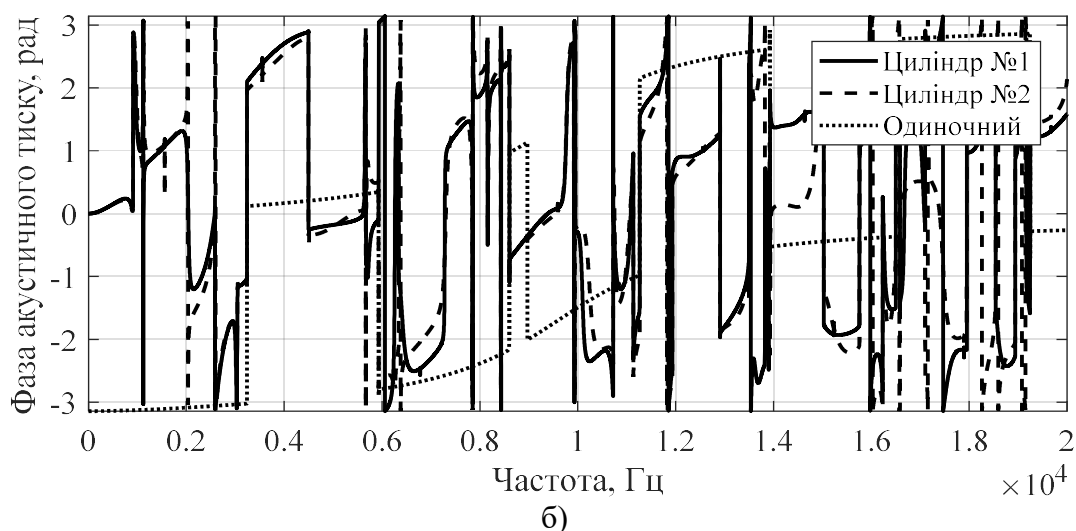


Рис. 3.5. Частотна залежність амплітуди (а) та фази (б) акустичного тиску на внутрішній поверхні випромінювача, заповненого повітрям

При цьому слід відмітити, що кількість таких вузькосмугових резонансів, обумовлених наявністю пружного середовища всередині випромінювача, у випромінювачів, що працюють у складі антени більша, ніж у одиночного випромінювача, що підтверджується як частотними характеристикам амплітуди (рис. 3.4а, 3.5а), так і фази (рис. 3.4б, 3.5б) його тиску. Ця закономірність спостерігається на частотних залежностях тиску як на зовнішній, так і на внутрішній поверхнях випромінювачів.

Аналіз частотних залежностей окремих складових акустичного тиску, обумовлених всіма модами коливань, на внутрішній поверхні випромінювача (рис. 3.6) дозволяє встановити кілька закономірностей в поведінці вузькосмугових резонансів.

По-перше, ці резонанси виникають в області частот акустичного тиску, складові якого утворюються не лише основною модою, а і наступними модами коливань. По-друге, кількість резонансів в досліджуваній смузі частот та відстань між ними по частоті для складових акустичного тиску, які відповідають різним модам, різні. На нульовій моді маємо 7 вузькосмугових резонансів, відстань між якими є майже сталою і становить близько 2690 Гц. відповідає четвертій моді, але кількість резонансних викидів в досліджуваному діапазоні частот тут становить 6.

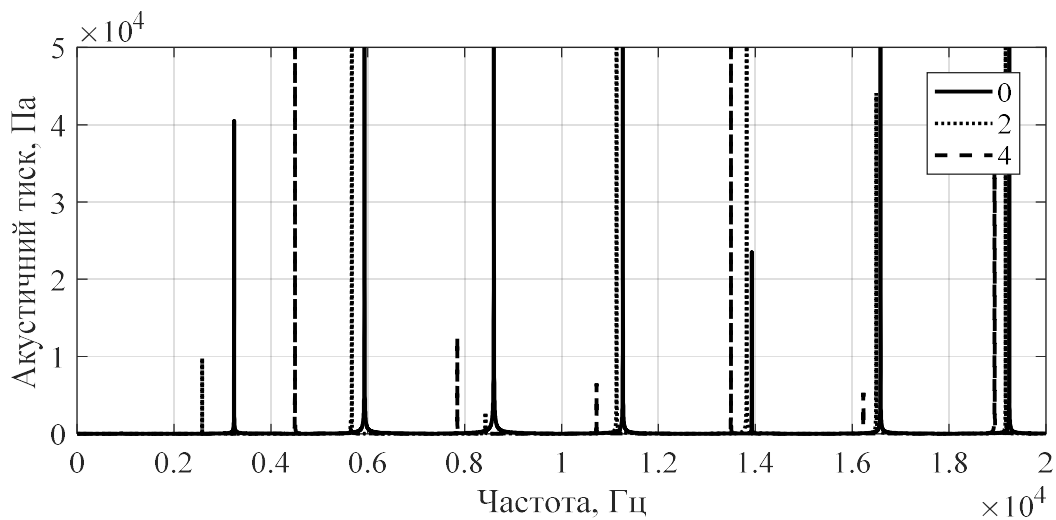


Рис. 3.6. Частотні залежності амплітуди складових акустичного тиску на внутрішній поверхні середнього випромінювача, заповненого повітрям

Для складової, яка відповідає другій моді, також маємо 7 резонансних викидів, проте відстань між ними не є сталою і коливається від 2360 до 3100 Гц. Така ж ситуація складається і для складової акустичного поля, що Таким чином, кількість вузькосмугових резонансів на частотній залежності повного акустичного тиску як на внутрішній, так і на зовнішній поверхнях випромінювача визначається кількістю резонансів на частотних залежностях складових цього тиску, відповідаючих різним модам коливань.

Перейдемо до аналізу кутових розподілів амплітуд тиску на поверхні випромінювачів. На рис. 3.7 наведені кутові залежності тиску на частоті найбільшого резонансу системи $f = 5649$ Гц (рис. 3.7, а), на частоті провалу в резонансній області $f = 9792$ Гц (рис. 3.7, б) та на частоті, що не належить жодному з резонансних викидів $f = 4000$ Гц (рис. 3.7, в).

Аналіз кутових залежностей акустичного тиску на зовнішній поверхні випромінювачів показує, що, як і у випадку механічних полів, у всіх наведених випадках розподіл тиску на поверхні середнього випромінювача є симетричним як відносно вісі ОУ антени, так і відносно вісі ОХ.

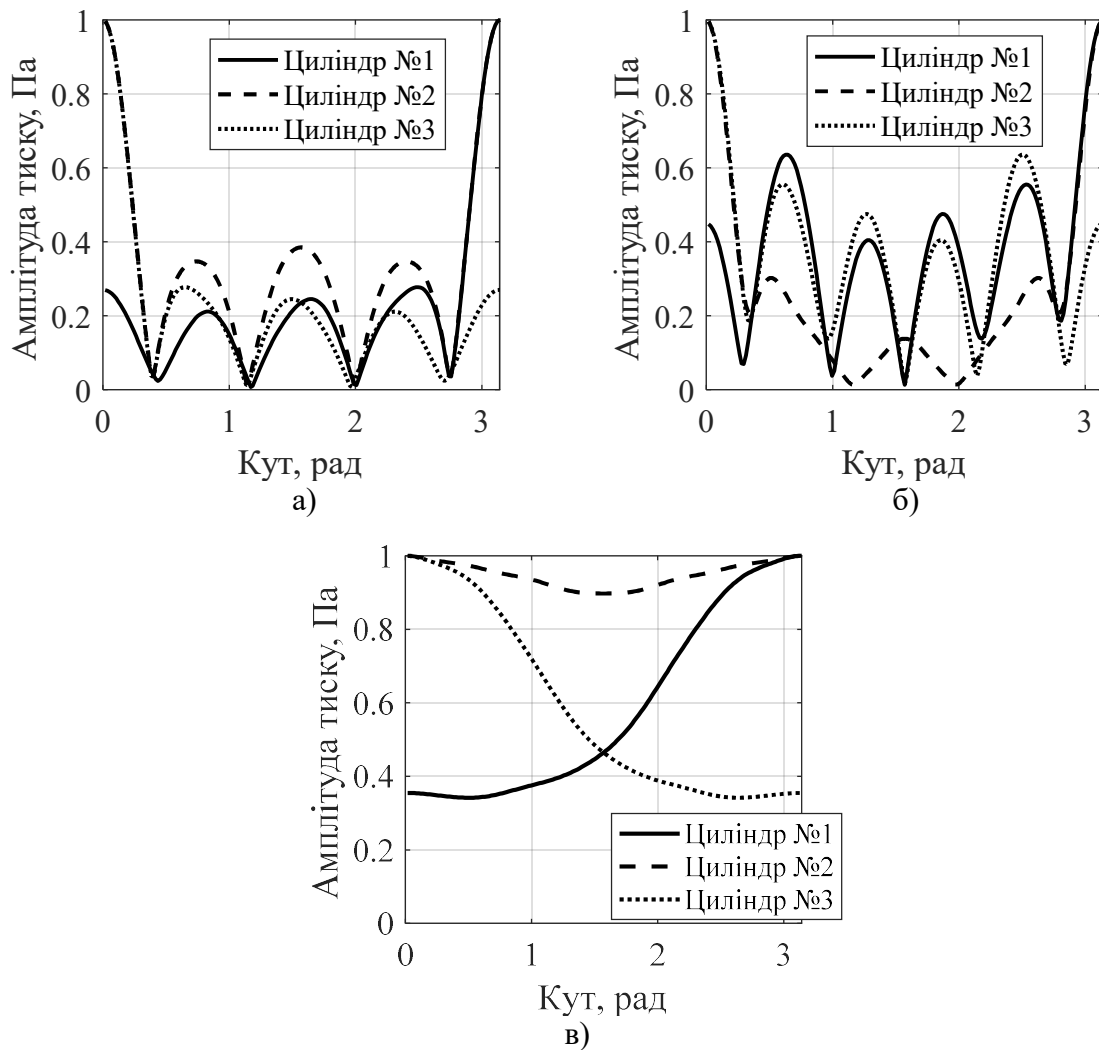


Рис. 3.7. Кутові залежності амплітуди акустичного тиску на поверхні вакуумованих випромінювачів антенної решітки на різних частотах

Це пояснюється тим, що акустичне навантаження на нього з цих сторін є симетричним. В той же час розподіл тиску на поверхні крайніх випромінювачів є симетричним лише відносно вісі ОХ антени і є дзеркальним відносно нормалі до цієї вісі.

Розглянемо направлені властивості антенної решітки, утвореної з циліндричних випромінювачів силової конструкції, та порівняємо їх з класичною антеною, що складається з точкових лінійних елементів з нормальним амплітудним розподілом. На рис. 3.8 наведені нормовані характеристики напрямленості антенної решітки, що складається з вакуумованих випромінювачів.

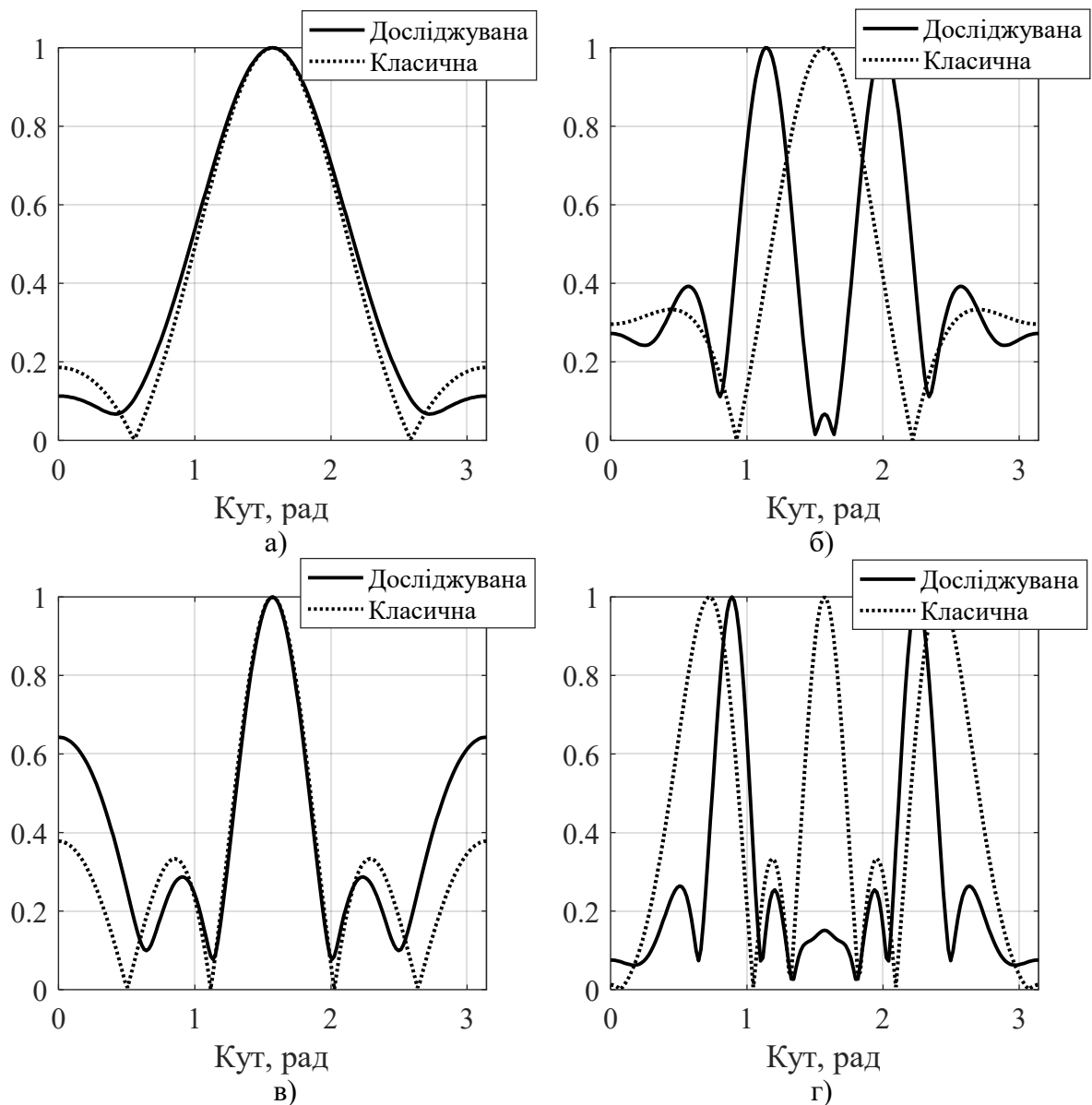


Рис. 3.8. ХН трьохелементної антенної решітки на частотах $f = 4000$ Гц (а) , $f = 5649$ Гц (б), $f = 7762$ Гц (в) та $f = 13640$ Гц (г)

Аналіз приведених (рис. 3.8) характеристик направленості свідчить про те, що на частотах, що не є частотами додаткових резонансів (рис. 3.8, а, в), характеристики кутового розподілу акустичного поля в дальній зоні для антенної решітки, що складається з п'єзокерамічних оболонок заданих розмірів, та для решітки, що складається з точкових лінійних елементів, є подібними в частині основної пелюстки ХН. Відмінності полягають в амплітудах, ширині та положенні бокових пелюсток ХН і обумовлені складним розподілом амплітуд і фаз акустичного поля по поверхнях випромінювачів антенної решітки. На частотах, які є частотами додаткових резонансів, утворених за рахунок взаємодії випромінювачів по

зовнішньому акустичному полю при роботі у складі антенної решітки, картина суттєво відрізняється. По-перше, має місце зміна кількості пелюсток ХН. По-друге, спостерігається зміщення основного пелюстка ХН або його спотворення. Так на рис. 3.8, б має місце роздвоєння основного пелюстка та поява додаткових бокових пелюсток. Теж саме спостерігаємо і на рис. 3.8, г. Така поведінка ХН обумовлена складним розподілом амплітуд та фаз на поверхні випромінювачів. Таким чином, можна стверджувати, що внаслідок взаємодії випромінювачів по зовнішньому акустичному полю в антенній решітці її направлені характеристики можуть суттєво змінюватись. Поява додаткових резонансів в частотних залежностях випромінювачів суттєво змінює ХН антенної решітки на частотах, що належать цим резонансам.

3.3. Властивості акустичних полів плоских антен, утворених із циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів компенсованої конструкції

Дослідимо, як зміняться параметри акустичного поля, коли до складу антенної решітки входять випромінювачі компенсованої конструкції. Як і у розділі 2, розглядатимемо наступні варіанти внутрішнього заповнення:

- внутрішня порожнина випромінювачів заповнена рідиною, густина та швидкість якої рівні рідині, що знаходиться зовні випромінювача $\rho_s c_s = \rho c = 1.5 \cdot 10^6 \text{ кг/м}^2 \text{с}$ (вода);

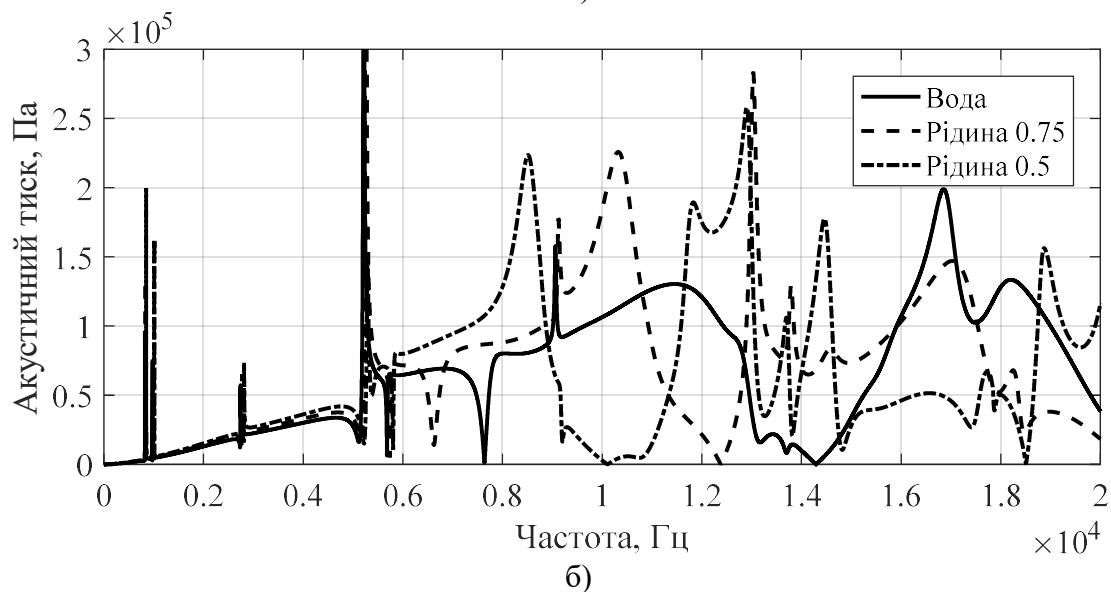
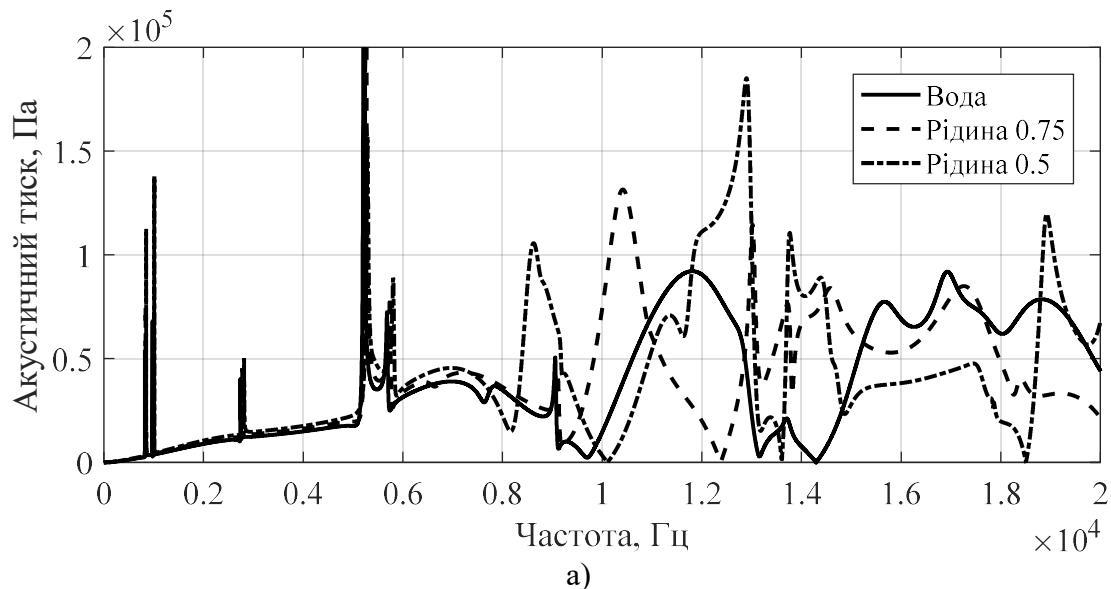
- внутрішня порожнина випромінювачів заповнена рідиною, густина та швидкість якої складає величину $\rho_s c_s = 0.75 \cdot \rho c = 1.125 \cdot 10^6 \text{ кг/м}^2 \text{с}$;

- внутрішня порожнина випромінювачів заповнена рідиною, густина та швидкість якої складає величину $\rho_s c_s = 0.5 \cdot \rho c = 0.75 \cdot 10^6 \text{ кг/м}^2 \text{с}$.

Як і раніше, частотні залежності амплітуд та фаз акустичного тиску визначатимемо в точках $(r_s = r_{os} + h_s/2, \varphi_0^{(s)} = 90^\circ)$ на зовнішній поверхні та в точках $(r_s = r_{os} - h_s/2, \varphi_0^{(s)} = 90^\circ)$ внутрішній поверхнях, водозаповнених випромінювачів у складі трьохелементної антенної решітки та одиночного випромінювача.

Проведемо аналіз частотних характеристик амплітуд звукового тиску одиночного випромінювача (3.9, в) та частотні залежності центрального (рис. 3.9, а) та крайнього (рис. 3.9, б) випромінювачів у складі антенної решітки, заповнених різними рідинами. Всі інші параметри випромінювачів бралися такими ж, як і для випромінювачів силової конструкції.

Як і раніше, розділимо весь частотний діапазон на три області. Як можна побачити, тип внутрішнього заповнення по-різному впливає на центральний та крайні випромінювачі в антенній решітці. Найбільше ця різниця виражена в резонансній області. Крайні випромінювачі мають провал в своїй частотній характеристиці в області основного резонансу, в той час як центральний його не має.



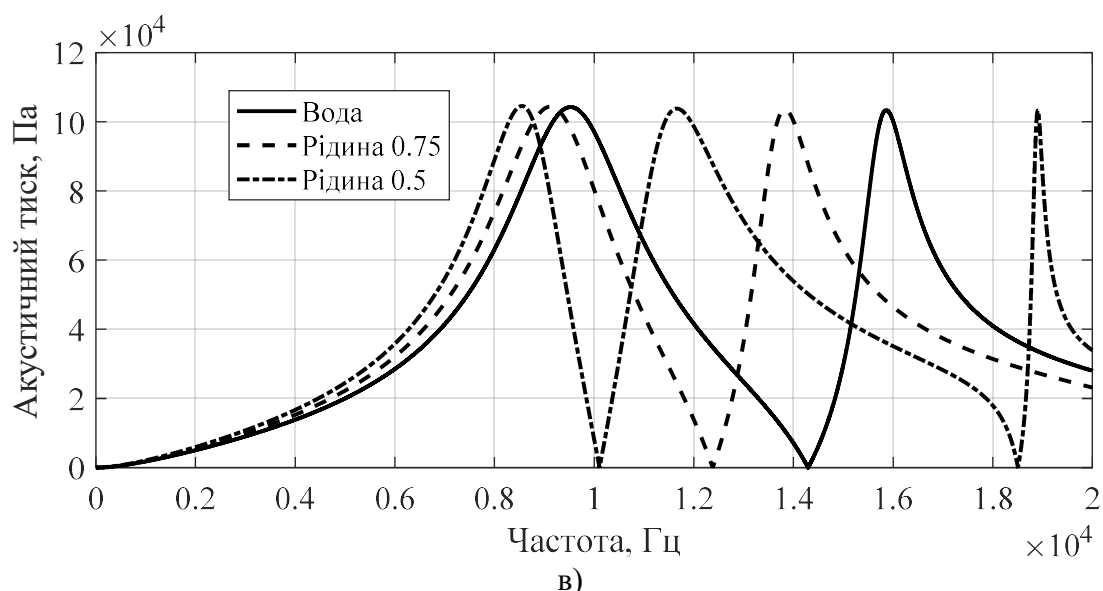


Рис. 3.9. Частотні залежності амплітуди акустичного тиску на зовнішній поверхні крайнього (а), середнього (б) та одиночного (в) випромінювачів компенсованої конструкції

Аналіз приведених залежностей дозволяє зробити наступні висновки: по-перше, в низькочастотній області звукові тиски не залежно від типу конструкції та внутрішнього заповнення зменшуються зі зменшенням частоти і починають мало відрізнятися одне від одного; по-друге, в цій області, як і для вакуумованих випромінювачів силової конструкції (рис. 3.1), зберігається кількість додаткових резонансних викидів, але змінюються їх резонансні частоти та амплітуди. З частотної залежності амплітуди тиску на поверхні одиночного випромінювача (рис. 3.9, в) видно, що зі зменшенням хвильового імпедансу внутрішнього середовища частоти резонансів та їх смуги зменшуються. В той же час вони значно перевищують смуги частот резонансів випромінювачів силової конструкції. Це пов'язано із тим, що внутрішнє середовище має пружний характер. Така закономірність прослідковується в резонансній області випромінювачів у складі решітки. Проте в низькочастотній області для додаткових резонансних викидів ситуація є зворотною - частота цих викидів зростає зі зменшенням імпедансних характеристик внутрішнього середовища (рис. 3.10).

Цікавими є резонансна та високочастотна області. У випадку одиночного випромінювача частотна характеристика (рис. 3.9, в) характеризується двома типами резонансних викидів: перший тип – резонанс п'єзокерамічної оболонки (резонансна

область); другий тип пов'язаний з внутрішнім середовищем (високочастотна область).

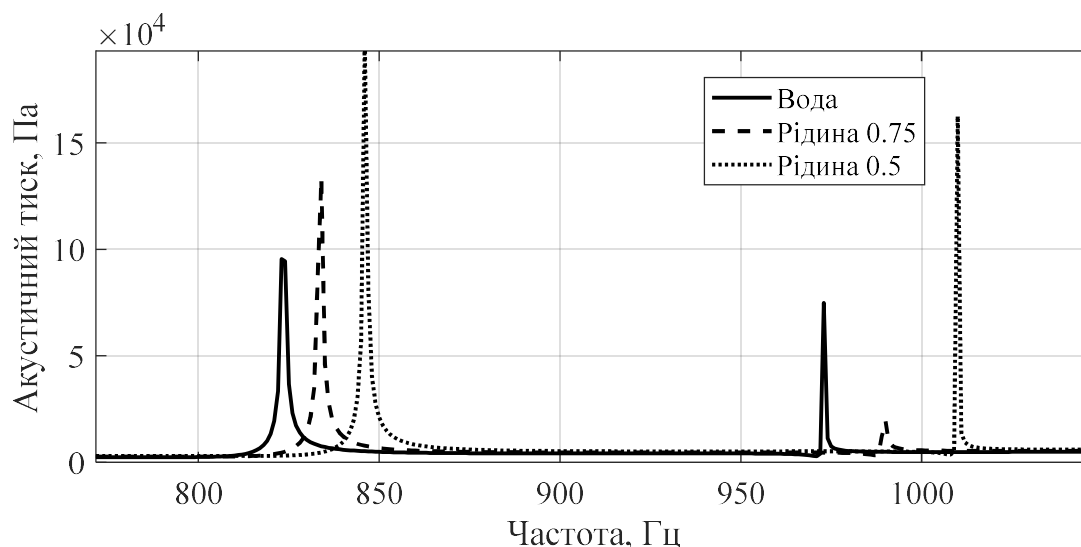
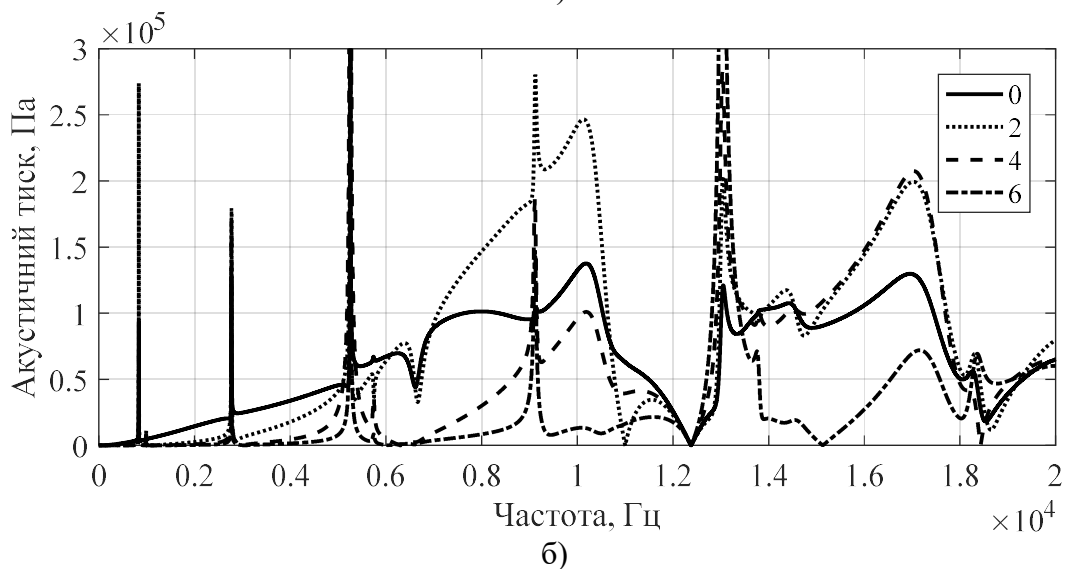
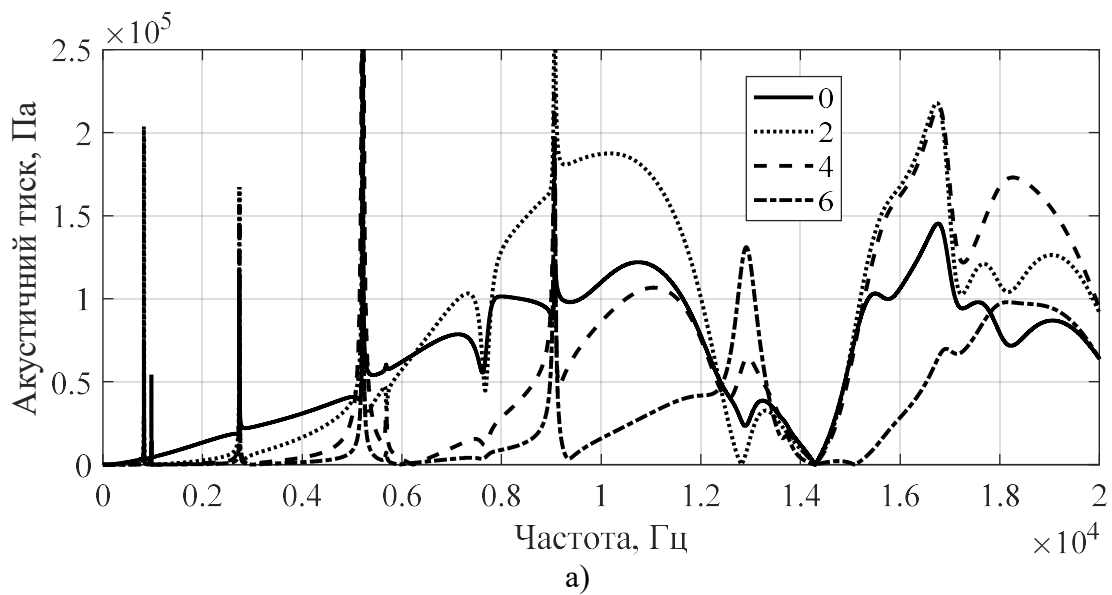


Рис. 3.10. Додаткові резонансні викиди в низькочастотній області частотної залежності амплітуди тиску на поверхні середнього випромінювача з різним типом заповнення

Амплітуда цих резонансів є однаковою. Між цими резонансами наявний глибокий провал, а другий резонанс, на відміну від випромінювача, заповненого повітрям (рис. 3.1), широкопasmовий. З частотних залежностей, приведених на рис. 3.9, видно, що положення провалів одиночного випромінювача та випромінювачів у складі решітки залежать від типу внутрішнього заповнення. При цьому при $\rho_s c_s = \rho c$ амплітуда другого резонансу більше ніж першого майже в 2 рази, а при $\rho_s c_s = 0,75 \cdot \rho c$ і $\rho_s c_s = 0,5 \cdot \rho c$, як і в одиночного випромінювача, амплітуди першого та другого резонансів майже однакові, проте вони стають більш вузькосмуговими. При $\rho_s c_s = 0,5 \cdot \rho c$ як в одиночного випромінювача, так і у випромінювачів решітки формується третій резонанс. Між ним та другим резонансом в частотній характеристиці також присутній провал.

Дослідимо частотні характеристики складових акустичного тиску, які відповідають різним модам коливань. Для цього звернемося до кривих на рис. 3.11. Як можна побачити, активність складових акустичного тиску суттєво змінюється у порівнянні з випромінювачами силової конструкції. По-перше, не залежно від заповнення найбільш активною є друга складова. На деяких частотах її амплітуда перевищує нульову більш ніж в 2 рази. По-друге, нульова складова перевищує

додаткові лише в низькочастотній області, а в високочастотній вона поступається четвертій та, навіть, шостій складовим. По-третє, зі зменшенням імпедансу внутрішнього заповнення активність додаткових складових відносно основної посилюється. Це особливо помітно з поведінки шостої складової акустичного тиску. При заповненні $\rho_s c_s = 0,75 \cdot \rho c$ (рис. 3.11, б) та $\rho_s c_s = 0,5 \cdot \rho c$ (рис. 3.1, в) ця складова формує резонансні викиди, амплітуда яких перевищує викиди на інших додаткових складових.



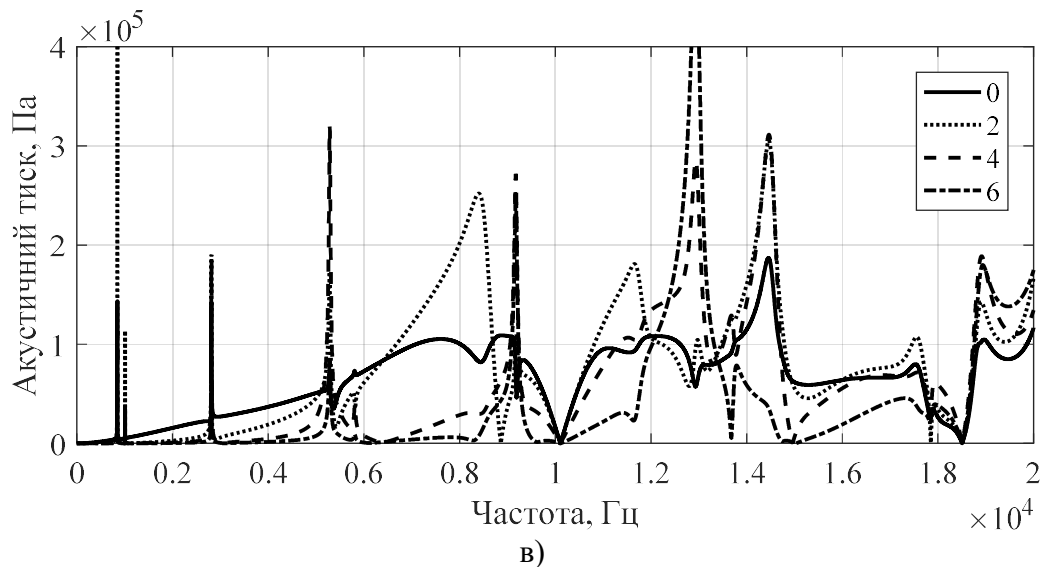


Рис. 3.11. Частотні залежності амплітуд складових акустичного тиску на поверхні випромінювачів компенсованої конструкції для різних варіантів внутрішнього заповнення: $\rho_s c_s = \rho c$ (а), $\rho_s c_s = 0,75 \cdot \rho c$ (б) і $\rho_s c_s = 0,5 \cdot \rho c$ (в)

По-четверте, провали між резонансами в частотній характеристиці присутні на кожній складовій акустичного тиску. При цьому їх положення по частоті не змінюється. По-п'яте, амплітуда складової тиску, що відповідає нульовій моді коливань, в резонансній області залишається практично на одному рівні не залежно від типу внутрішнього заповнення, в той час як амплітуди складових, що відповідають додатковим модам, збільшуються зі зменшенням імпедансу середовища.

Перейдемо до дослідження кутових характеристик акустичного тиску на поверхні випромінювачів компенсованої конструкції у складі антенної решітки. Порівняємо залежності звукового тиску від кута для водозаповнених випромінювачів на частотах додаткових резонансів ($f = 5213$ Гц, $f = 9063$ Гц) та поза ними ($f = 4$ кГц, $f = 10$ кГц). З кривих, що відповідають частотам додаткових резонансів для випромінювачів силової конструкції (рис. 3.7), бачимо, що загальні поведінки тиску на цих частотах подібні між собою. Відмінності спостерігаються у співвідношенні амплітуд максимумів кутового розподілу. У випромінювачів компенсованої конструкції це співвідношення менше, ніж у силових.

Порівняння кутового розподілу нормованої амплітуди акустичного тиску на частотах додаткових резонансів (рис. 3.12, а, в) та поза ними (рис. 3.12, б, г)

свідчить, що на перших частотах він є більш нерівномірним, хоча різниця в частоті (рис. 3.12, в, г) є не дуже великою.

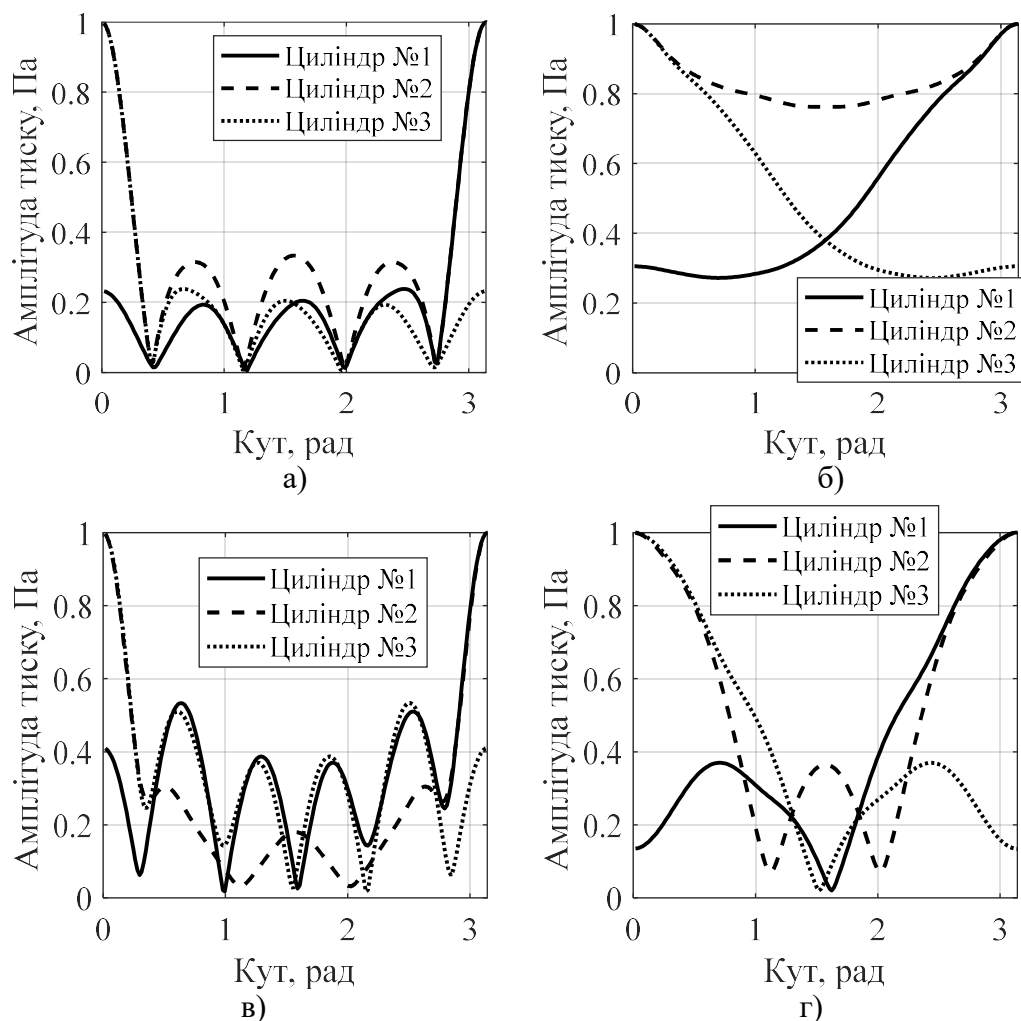


Рис. 3.12. Кутові залежності амплітуди акустичного тиску на поверхні водозаповнених випромінювачів антенної решітки для $f = 5213$ Гц (а), $f = 9063$ Гц (б), $f = 4$ кГц (в), $f = 10$ кГц (г)

Порівняння з випромінювачами силової конструкції показує, що кутовий розподіл акустичного тиску на поверхні випромінювачів на частотах, що належать додатковим резонансам, є майже однаковим.

Таку поведінку можна пояснити тим, що ці додаткові резонанси формуються головним чином за рахунок складових тиску, які відповідають додатковим модам коливань, і які можуть перевищувати нульову моду (рис. 3.13). Таким чином, за рахунок суперпозиції складових тиску, утворених коливаннями додаткових мод, з'являється значна нерівномірність кутового розподілу акустичного тиску. В той же

час на частотах, що не належать додатковим резонансам, ця нерівномірність є меншою.

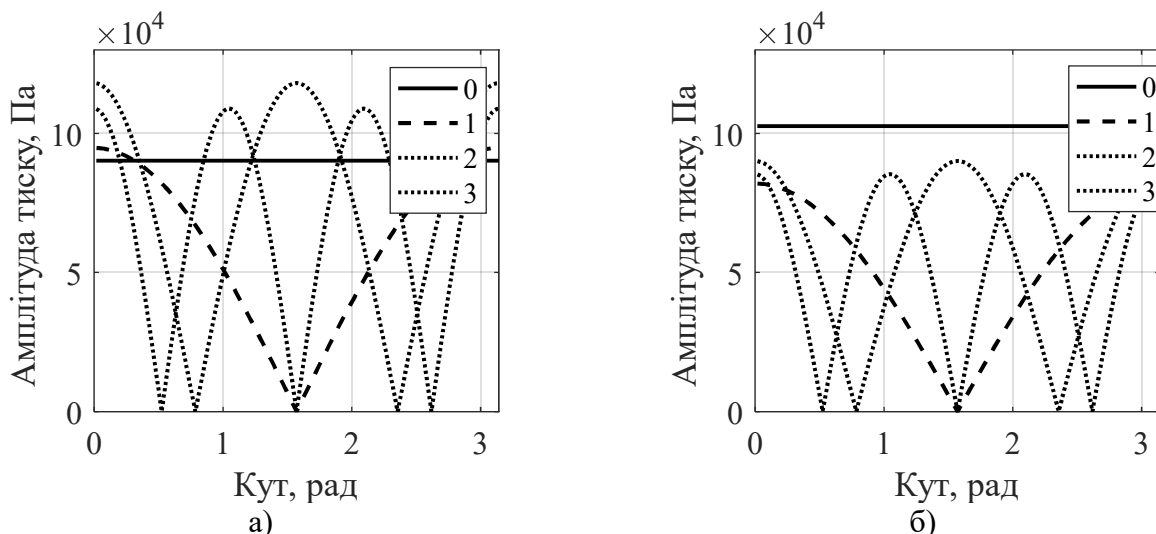
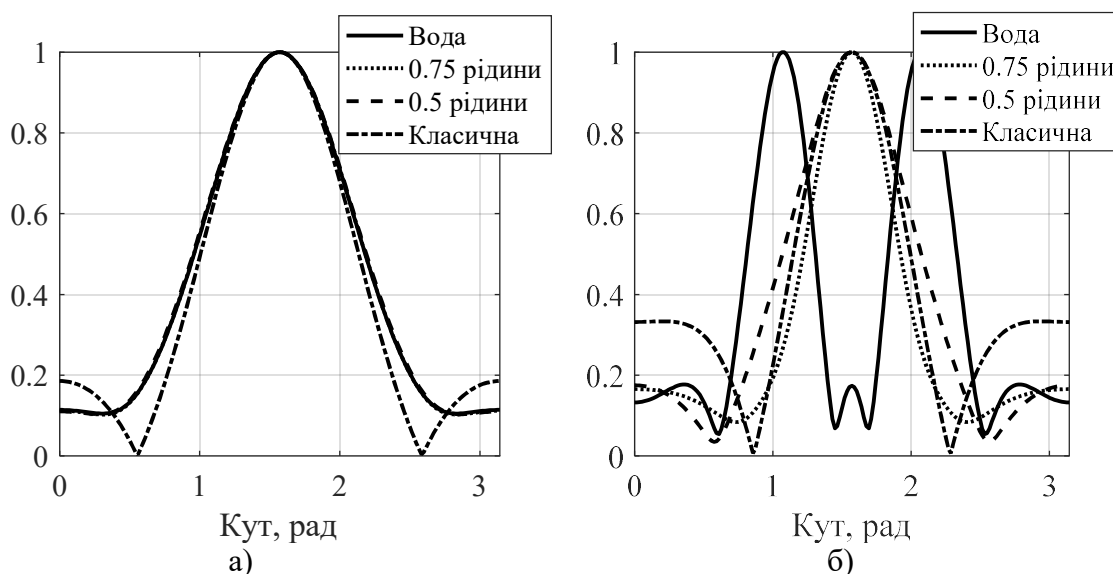


Рис. 3.13. Кутові залежності складових акустичного тиску на поверхні крайнього випромінювача антенної решітки на частоті додаткового резонансу $f = 9063$ Гц (а) та поза ним $f = 10$ кГц (б)

Перейдемо до розгляду характеристик направленості акустичних антен, набраних з циліндричних випромінювачів компенсованої конструкції. Аналіз залежностей, приведених на рис. 3.14, свідчить, що для випромінювачів, заповнених рідиною із близьким хвильовим опором до води, можна сказати, що загальна характеристика направленості на частотах додаткових резонансів мало відрізняється від характеристики направленості випромінювачів силової конструкції.



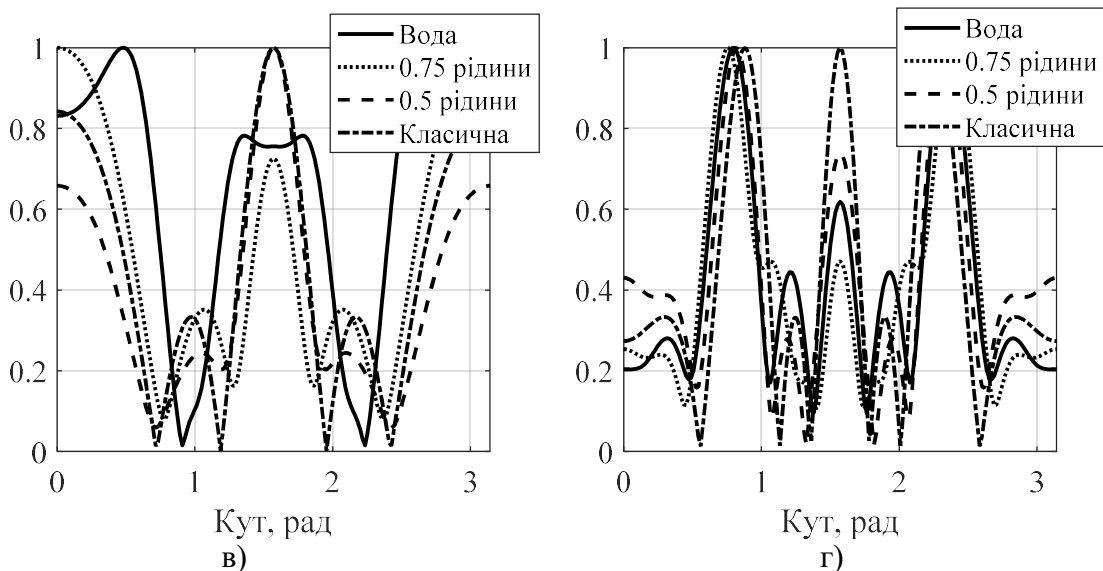


Рис. 3.14. ХН трохелементної антенної решітки на частотах $f = 4000$ Гц (а) , $f = 5213$ Гц (б), $f = 9063$ Гц (в) та $f = 16000$ Гц (г)

На частотах, що не належать додатковим резонансам, ХН досліджуваної антенної решітки як у випадку силової, так і компенсованої конструкцій подібна до класичної. Проте слід відмітити, що поведінка ХН антенної решітки на частоті найбільшого резонансного викиду системи $f = 5213$ (рис. 3.14, б) має деякі особливості. По-перше, при заповненні випромінювачів водою ХН досліджуваної антенної решітки суттєво відрізняється від ХН класичної решітки. По-друге, при такому типі внутрішнього заповнення ХН досліджуваної решітки подібна до ХН решітки, що складається з випромінювачів силової конструкції, взятої на частоті найбільшого додаткового резонансного викиду системи. По-третє, ХН антенної решітки, що складається з випромінювачів з внутрішнім заповненням $\rho_s c_s = 0,75 \cdot \rho c$ і $\rho_s c_s = 0,5 \cdot \rho c$, на відміну від $\rho_s c_s = \rho c$ на цій же частоті суттєво відрізняються і більше наближені до ХН класичної антенної решітки. Останнє пов'язано з тим, що на частоті $f = 5213$ Гц лише водозаповнені випромінювачі мають додатковий резонанс.

3.4. Властивості акустичних полів плоских антен в залежності від складу застосованої в конструкції п'єзокераміки та її поляризації

До цього часу аналіз акустичних полів проводився лише в залежності від конструктивного виконання випромінювачів у складі антенної решітки, що визначався типом їх внутрішнього заповнення. Перейдемо до дослідження звукового поля в залежності від такого елементу конструкції випромінювачів як склад використовуваного п'єзокерамічного матеріалу активного елементу випромінювача – п'єзокерамічної оболонки, а також від виду її поляризації.

Визначати частотні та кутові залежності параметрів звукового поля будемо із використанням в чисельних експериментах наступних значень конструктивних характеристик випромінювачів: склади п'єзокераміки – ЦТБС-3, ЦТС-19 і ТБК-3; $r_{os} = 0,068$ м; $h_s = 0,008$ м; тип внутрішнього заповнення – вакуум; поляризація – окружна та радіальна; дані по характеристикам матеріалів наведені в табл. 2.1 (розділ 2). Як і в попередніх підрозділах, розрахунки будемо проводити в точках, що лежать на випромінюючій поверхні антени з координатами $r_s = r_{os} + h_s/2$, $\varphi_0^{(s)} = 90^\circ$.

Для початку проведемо аналіз звукових полів в залежності від складу використаного матеріалу п'єзокерамічної оболонки при її окружній поляризації. Дослідження кривих, приведених на рис. 3.15 та рис. 3.1, а говорить про те, що загальна поведінка характеристик звукового тиску в залежності від типу матеріалу активного елементу аналогічна до поведінки параметрів механічних полів наведених в другому розділі. Так, по-перше, в низькочастотній та високочастотній областях від зміни складу п'єзокераміки загальний характер поведінки звукового тиску не змінюється. По-друге, за рахунок різних параметрів складів п'єзокерамічного активного елементу змінилися власні резонансні частоти і амплітуди п'єзокерамічних оболонок. Відповідно до цього частоти і резонансні амплітуди додаткових викидів акустичного тиску теж змінилися, що, в цілому, говорить про те, що вони залежать від складу п'єзокераміки. По-третє, кількість додаткових резонансів в низькочастотній та резонансній областях залишається незмінною. По-четверте, як і у випадку механічних полів, вплив зміни типу п'єзокерамічного

матеріалу для крайніх та середнього елементів антенної решітки є різним. Так, для ЦТБС-3 провал в резонансній області частотної характеристики розміщений на однакових частотах як для середнього випромінювача, так і для крайніх. В той же час для п'єзокераміки ЦТС-19 та ТБК-3 провали середнього та крайніх випромінювачів зміщені один відносно одного.

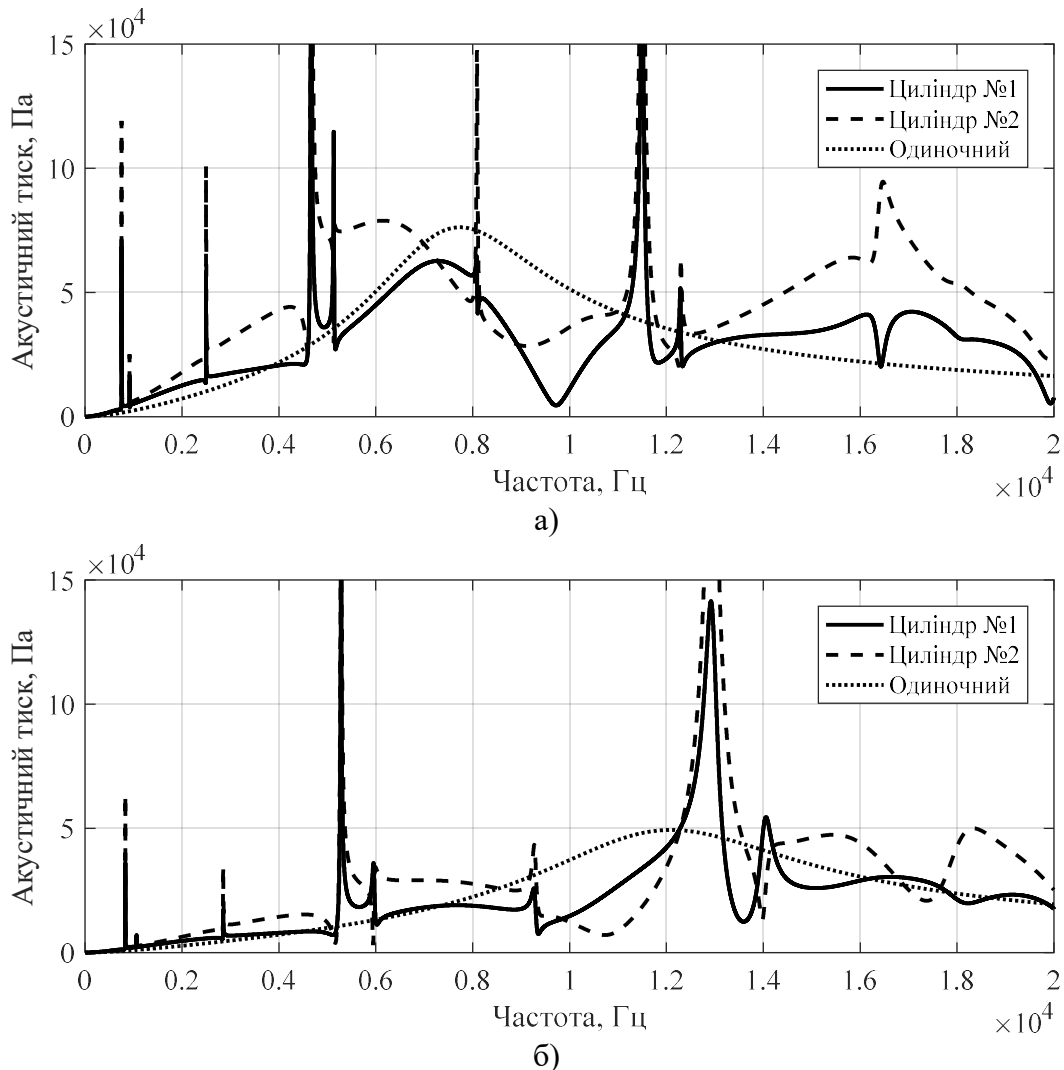


Рис. 3.15. Частотні залежності амплітуд звукового тиску на поверхні вакуумованого випромінювача з окружною поляризацією для складів активного елемента: ЦТС-19(а) та ТБК-3(б)

В області високих частот не залежно від типу п'єзокерамічного матеріалу частотна характеристика середніх і крайніх випромінювачів вирівнюється і зі збільшенням частоти спадає. Як неодноразово відмічалось, амплітуда частотних характеристик тиску середніх випромінювачів антенної решітки є вищою, ніж крайніх. Ця закономірність зберігається і при зміні типу п'єзокерамічного матеріалу. Проте при використанні п'єзокераміки ЦТС-19 та ТБК-3 в резонансній області

з'являється ряд частот, на яких амплітуда акустичного тиску на поверхні крайніх випромінювачів перевищує амплітуду на поверхні середніх.

Розглянемо частотні залежності складових звукового тиску на поверхні середнього випромінювача антенної решітки (рис. 3.16, 3.2, а), які відповідають різним модам коливань випромінювачів.

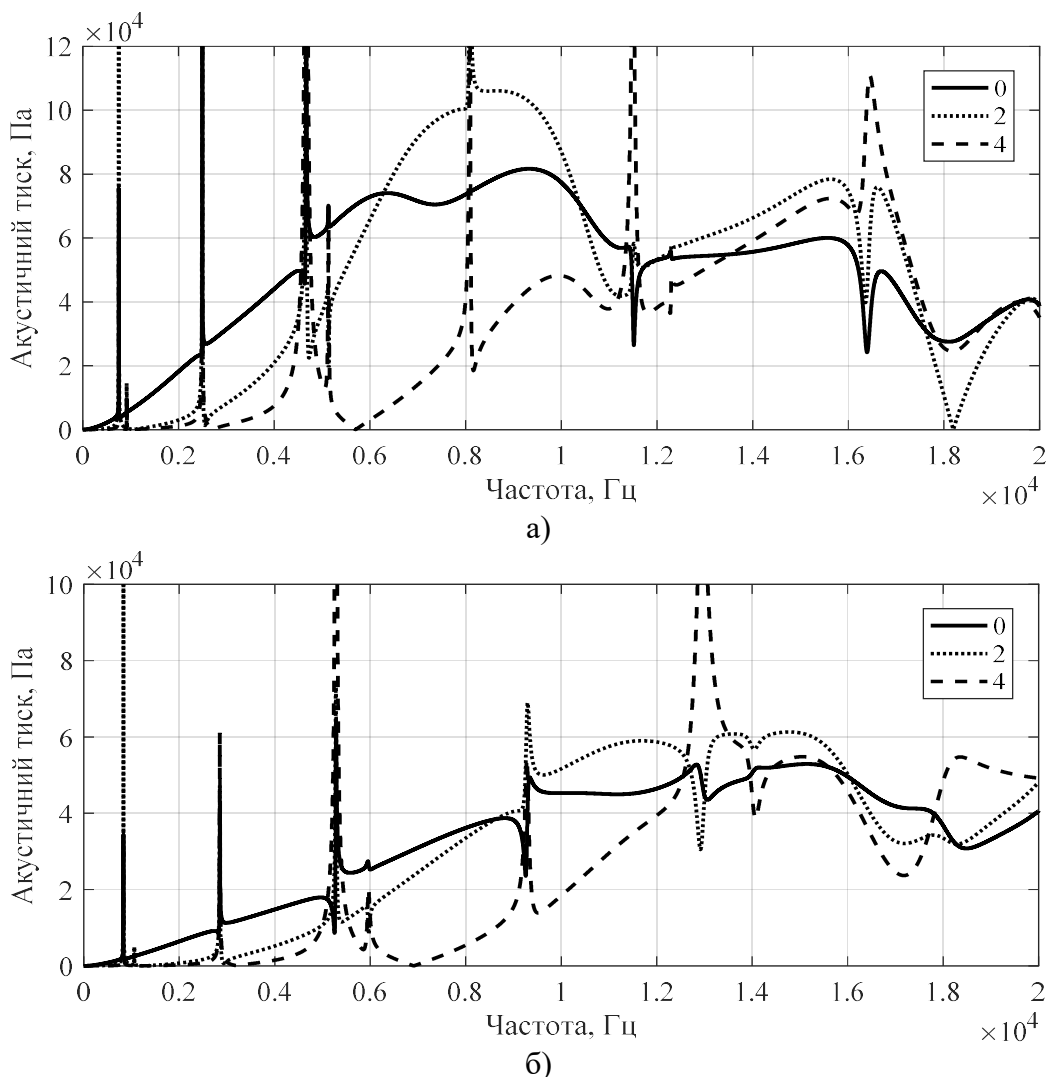


Рис. 3.16. Частотні залежності амплітуд складових звукового тиску на поверхні вакуумованого середнього випромінювача з окружною поляризацією для складів активного елементу: ЦТС-19 (а) та ТБК-3 (б)

Аналіз частотних залежностей складових акустичного тиску свідчить, що в низькочастотній області їх розподіл не змінюється. В резонансній та високочастотній областях зміна типу п'єзокерамічного матеріалу приводить до суттєвих змін. По-перше, в резонансній області для складів кераміки ЦТС-19 та ТБК-3 на деяких частотах амплітуда другої складової перевищує нульову. По-друге, не залежно від типу п'єзокерамічного матеріалу на початку та в кінці резонансної

області присутні додаткові резонанси. При цьому перший резонанс формується усіма складовими акустичного тиску, а другий – лише за рахунок четвертої моди. В області високих частот при використанні п'єзокераміки складу ЦТС-19 та ТБК-3 розподіл складових акустичного тиску стає нерівномірним. При цьому складові тиску, що відповідають додатковим модам перевищують складові тиску, що відповідає нульовій моді в широкому діапазоні частот. Для п'єзокераміки складу ЦТС-19 в високочастотній області присутній ще один додатковий резонанс, який, як і резонанс на краю резонансної області, формується за рахунок складової, що відповідає четвертій моді коливань. При цьому нульова та друга складові на цих частотах мають у своїй характеристиці провал.

Розглянемо поведінку кутових залежностей акустичного тиску на поверхні випромінювачів для наступних частот (рис. 3.6, 3.17): на частоті найбільшого резонансу системи (частота першого резонансу) та на частоті центрального резонансу (частота другого резонансу) в резонансній області. Значення частот приведені в таблиці 3.1.

Таблиця 3.1

Тип кераміки	Частота 1-го резонансу	Частота 2-го резонансу
ЦТБС-3	5649	9792
ЦТС-19	4666	8090
ТБК-3	5282	9273

Аналіз приведених залежностей свідчить, що кутовий розподіл акустичного тиску на частотах додаткових резонансів є практично однаковим для всіх типів п'єзокерамічного матеріалу. Різниця присутня лише в співвідношенні амплітуд головних та додаткових максимумів.

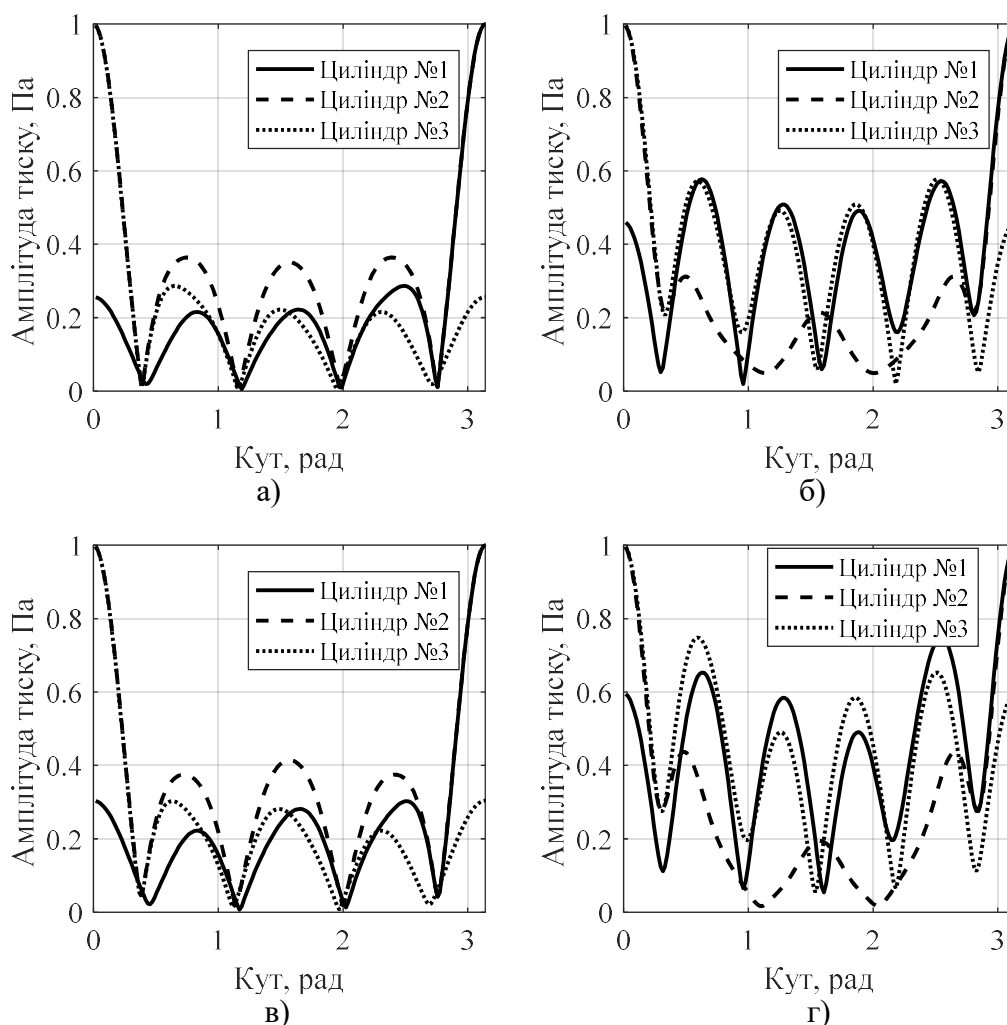


Рис. 3.17. Кутові залежності амплітуд тиску на поверхні вакуумованих випромінювачів для складів активного елементу: ЦТС-19 (а, б) та ТБК-3 (в, г) на частоті першого (а, в) та другого (б, г) резонансів

Цікавим є те, що частоти, для яких розраховувались ці частотні характеристики, лежать далеко одна від одної. Так, для п'єзокераміки складу ЦТС-19 частота найбільшого додаткового резонансу (рис. 3.17, а) складає $f = 4666$ Гц, в той час, як для кераміки складу ЦТБС-3, частота найбільшого резонансу складає $f = 5649$ Гц. При тому, що різниця між цими частотами складає близько 1 кГц, кутовий розподіл залишається незмінним. Слід відзначити, що на частоті, що не належить додатковим резонансам $f = 7000$ Гц, кутовий розподіл нормованого акустичного тиску на поверхні випромінювачів з різним складом п'єзокерамічного матеріалу є однаковим (рис. 3.18), що є природнім, оскільки хвильові розміри випромінювачів не змінюються.

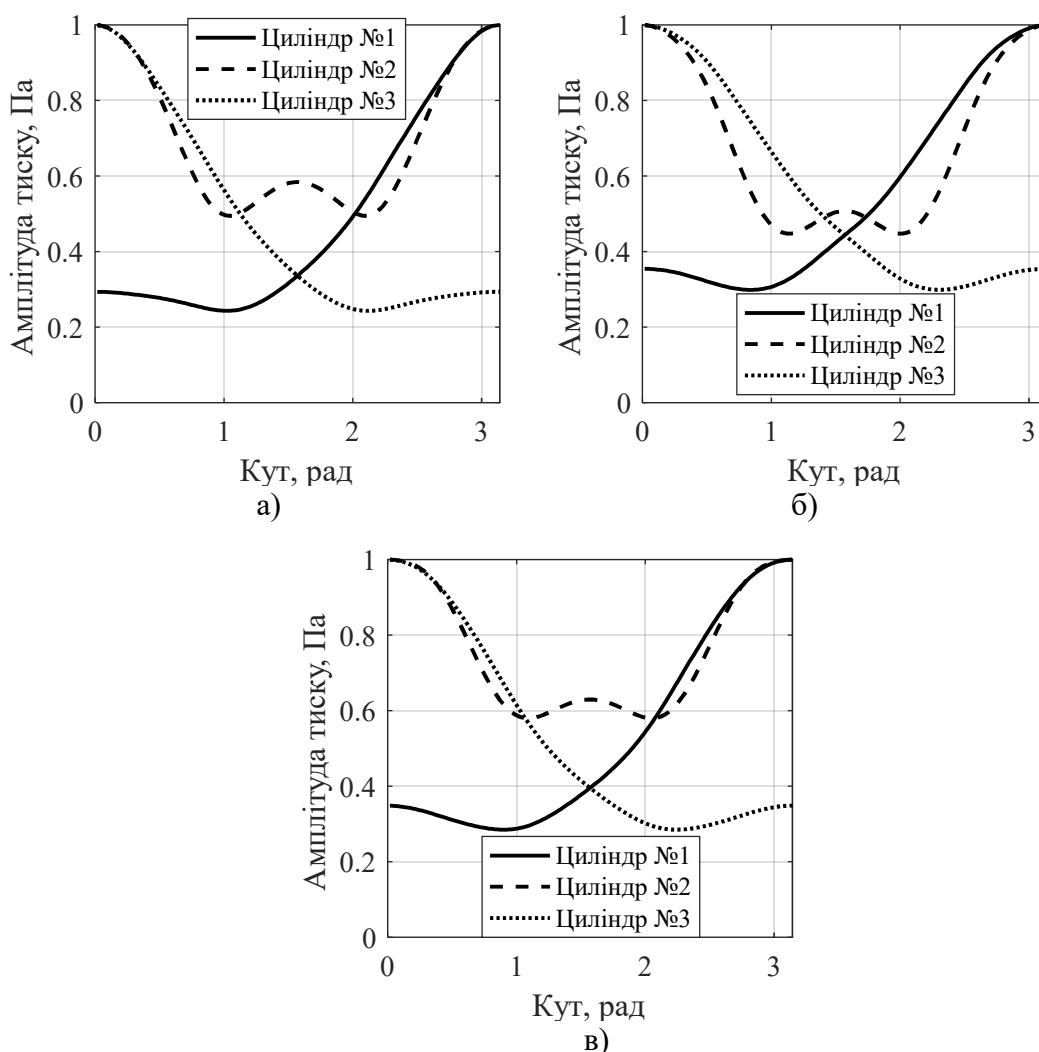


Рис. 3.18. Кутові залежності амплітуд тиску на поверхні вакуумованих випромінювачів для складів активного елементу: ЦТБС-3 (а), ЦТС-19 (б) та ТБК-3 (в) на частоті $f = 7000$ Гц

Дослідимо характеристики направленості антенних решіток в дальньому полі та порівняємо їх з характеристиками направленості класичних решіток на тих же частотах (рис 3.19, 3.20, 3.8). Розрахунки проводитимемо на частоті в низькочастотній області, частоті найбільшого додаткового резонансу, частоті поза додатковим резонансом з резонансної області та на частоті крайнього правого резонансу резонансної області. Значення досліджуваних частот приведені в таблиці 3.2.

Таблиця 3.2

Тип кераміки	Частота 1, Гц	Частота 2, Гц	Частота 3, Гц	Частота 4, Гц
ЦТБС-3	4000	5649	7762	13640
ЦТС-19		4666		11501
ТБК-3		5282		12938

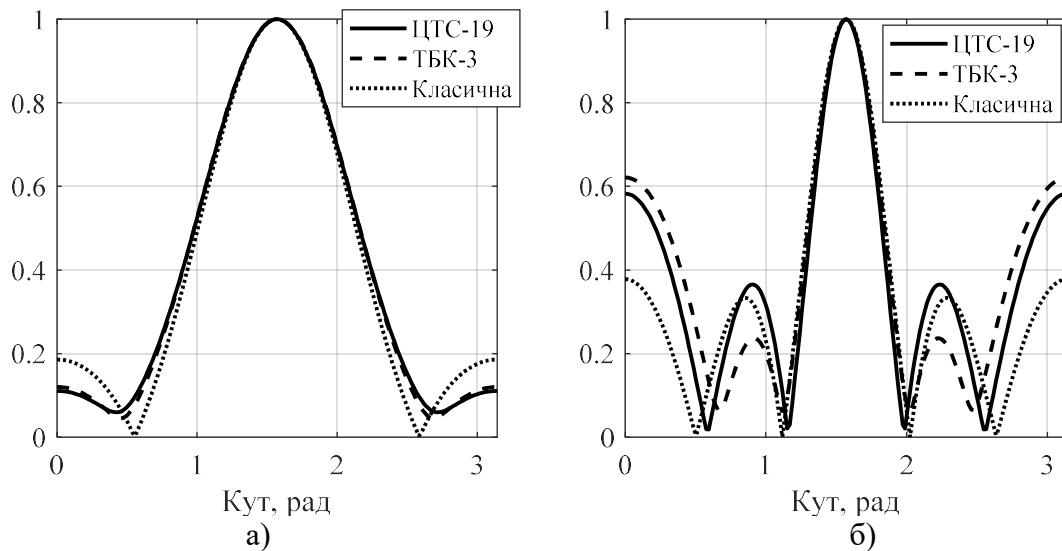


Рис. 3.19. Нормована ХН трьохелементної антенної решітки на частотах 1 (а) , 2 (б) з табл. 3.2

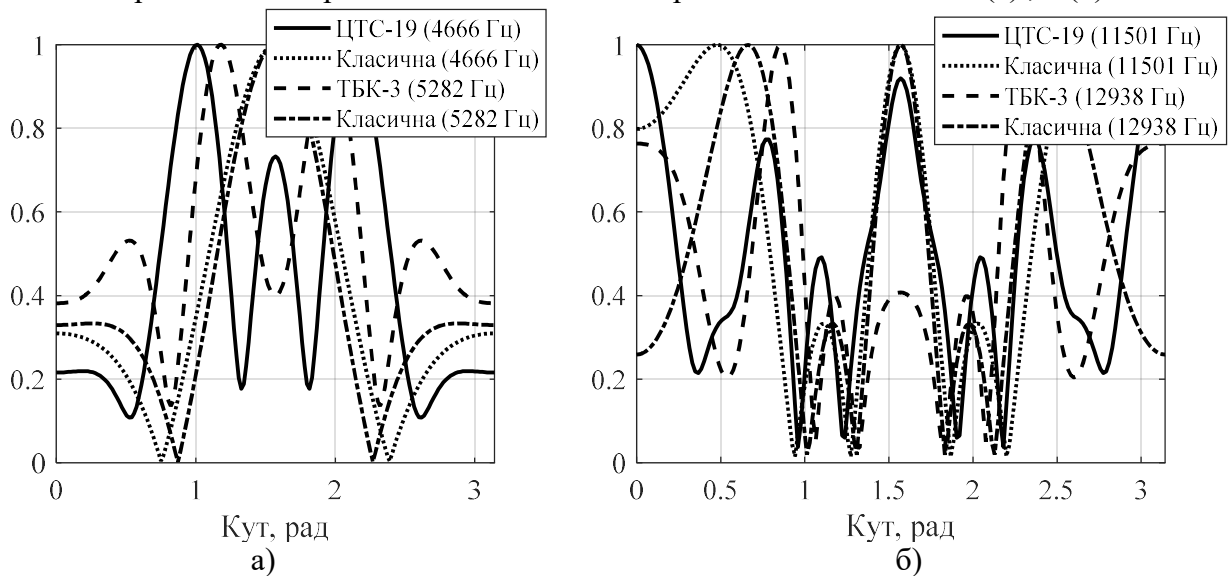


Рис. 3.20. Нормована ХН трьохелементної антенної решітки на частотах 2 (а) та 4 (б) з табл. 3.2

Аналіз приведених залежностей дозволяє встановити наступне: по-перше, на частотах, що не належать додатковим резонансам, ХН антенних решіток, що складаються з циліндричних вакуумованих випромінювачів з різним складом п'єзокерамічного матеріалу, мало відрізняються між собою та наближені до ХН класичної антенної решітки, що складається з лінійних випромінювачів. Різниця присутня лише у співвідношенні головних та бічних пелюсток. По-друге, на частотах, що належать додатковим резонансам як на початку, так і в кінці резонансної області, ХН досліджуваної антенної решітки суттєво відрізняються як від ХН класичних решіток, так і між собою. При цьому змін набувають як головні, так і бічні пелюстки ХН.

Цікавим є той факт, що з порівняння частот максимумів резонансів одиночного випромінювача бачимо, що найменше значення має випромінювач з використанням п'єзокераміки складу ЦТС-19, потім іде склад ЦТБС-3 і найбільше значення має місце при ТБК-3. Проте додаткові резонансні максимуми, що виникають в частотних характеристиках випромінювачів за рахунок взаємодії акустичних полів та генерації додаткових мод коливань, розміщені інакше. Тут найменші значення частот мають випромінювачі з використанням складу ЦТС-19, потім іде склад ТБК-3 і найбільші значення частот наступають при використанні ЦТБС-3.

Тепер розглянемо, як зміняться характеристики акустичних полів досліджуваної антенної решітки при зміні типу поляризації активних елементів випромінювачів у її складі при використанні одного і того ж типу п'єзокерамічного матеріалу.

Розрахунки частотних характеристик випромінювачів з радіальною поляризацією з використанням п'єзокераміки ЦТБС-3 приведені на рис. 3.21.

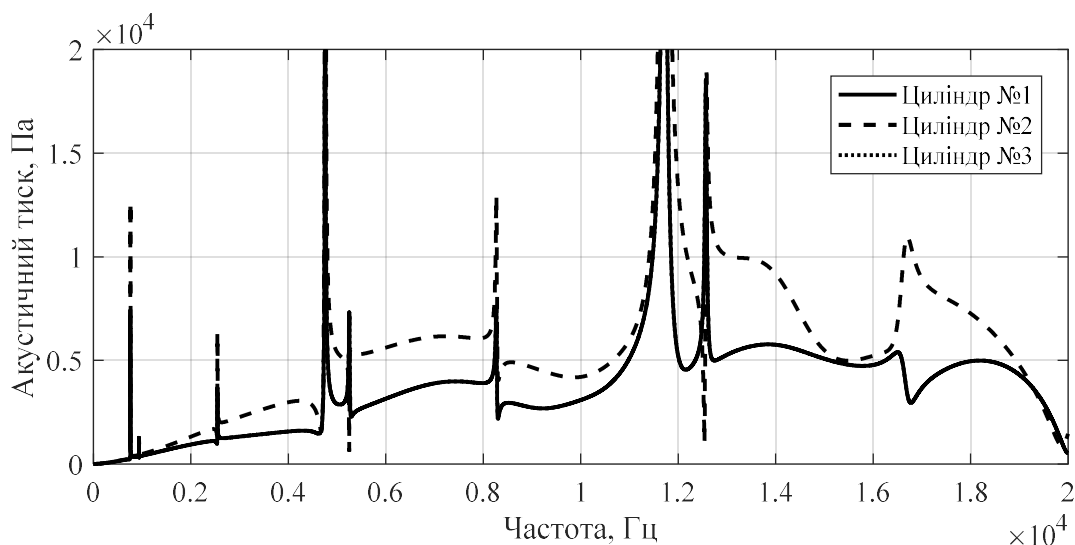


Рис. 3.21. Частотна залежність амплітуди тиску на поверхні вакуумованих випромінювачів з радіальною поляризацією

Аналіз приведених залежностей свідчить про те, що зміна типу поляризації активного елемента оболонок випромінювачів з окружної на радіальну в антенній решітці призводить до загального зменшення амплітуди тиску. Також спостерігається (рис. 3.21 та 3.1) зміщення частот додаткових резонансів у бік

низьких частот. Такі ж особливості мали місце при дослідженні механічних полів випромінювачів. Ці особливості мають ті ж самі фізичні причини їх виникнення.

Дослідження кутових залежностей акустичного тиску на поверхні випромінювачів з радіальною поляризацією (рис. 3.22) та ХН антенної решітки в дальньому полі (3.23) на частотах додаткового максимуму та на частоті додаткового резонансу в центрі резонансної області і співставлення їх з аналогічними характеристиками випромінювачів з окружною поляризацією (рис. 3.7, 3.8) свідчить, що на цих частотах кутовий розподіл акустичного тиску на поверхні випромінювачів мало залежить від використовуваного типу поляризації.

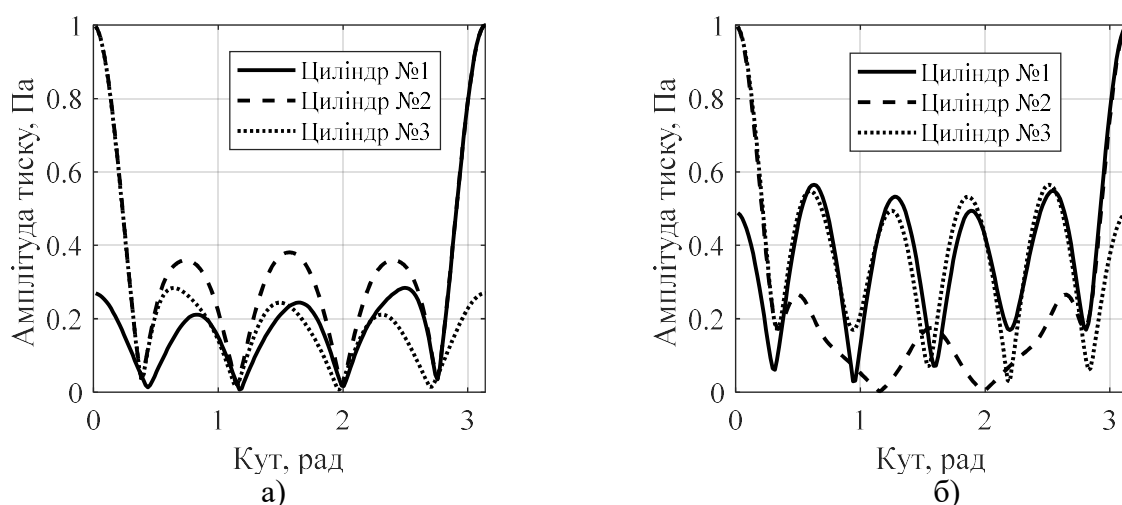


Рис. 3.22. Кутовий розподіл акустичного тиску на поверхні вакуумованого випромінювача з радіальною поляризацією на частоті $f = 4757$ Гц (а) , $f = 8269$ Гц (б)

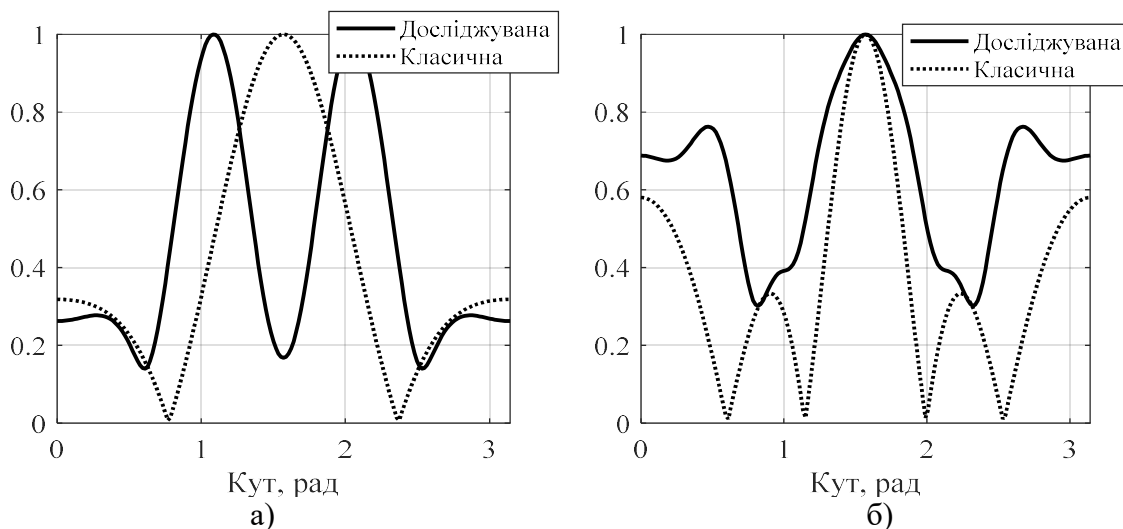


Рис. 3.23. ХН трьохелементної антенної решітки, що складається з вакуумованих випромінювачів з радіальною поляризацією на частоті $f = 4757$ Гц (а) , $f = 8269$ Гц (б)

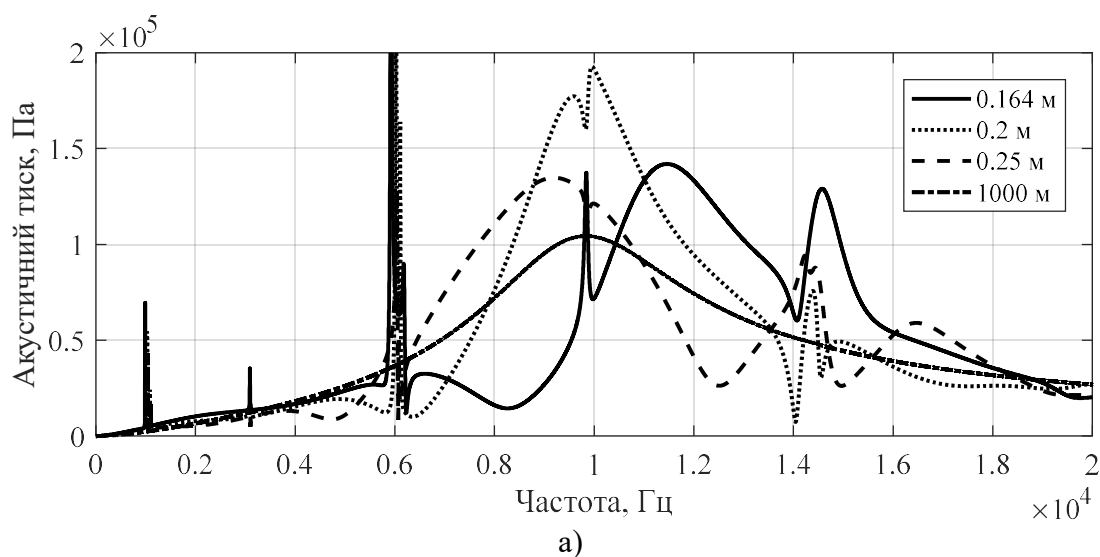
Відмінності спостерігаються лише в ХН антенних решіток (рис. 3.23). Вони полягають у зміні ширини головного пелюстка ХН антенної решітки та рівнів бічних пелюстків. Така різниця зумовлена тим, що випромінювачі з окружною та радіальною поляризацією мають резонансні викиди на різних частотах.

3.5. Властивості акустичних полів плоских антен в залежності від конструкційних розмірів антен та їх елементів

Завершуючи дослідження акустичних полів планарних антенних решіток, розглянемо вплив на формування цих полів розмірів решітки, кількості та геометричних розмірів випромінювачів, що входять до складу решітки.

В першу чергу розглянемо, як змінюються характеристики акустичного поля антенної решітки при зміні відстані між поздовжніми вісями випромінювачів. Розрахунки проводитимемо для наступних параметрів: трьохелементна антена; окружна поляризація; п'єзокераміка складу ЦТБС-3; $r_{os} = 0,068$ м; $h_s = 0,008$ м; $\psi_0^{(s)} = 200$ В; внутрішнє заповнення – вакуум; $\varphi^{(s)} = 90^\circ$; $l_{qs} = 0,164; 0,2; 0,25; 1000$ м.

Аналіз приведених на рис. 3.24 та 3.1 залежностей свідчить, що, як і у випадку дослідження амплітуд коливальних швидкостей, збільшення відстаней між випромінювачами призводить до поступового загального зменшення амплітуди тиску на їх поверхні.



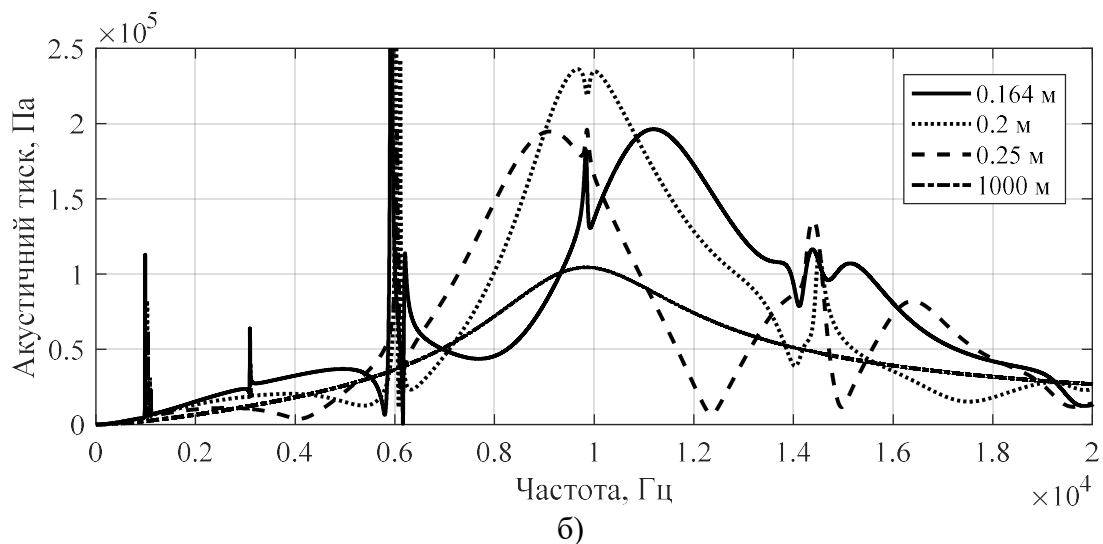


Рис. 3.24. Частотна залежність амплітуди акустичного тиску на поверхні крайнього (а) та середнього (б) вакуумованих випромінювачів у складі трьохелементної антенної решітки

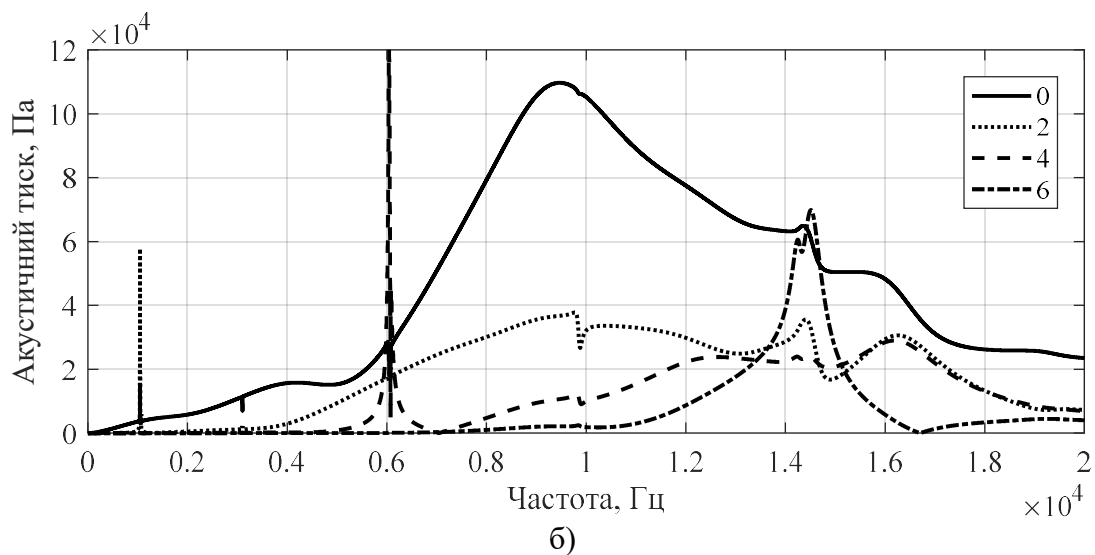
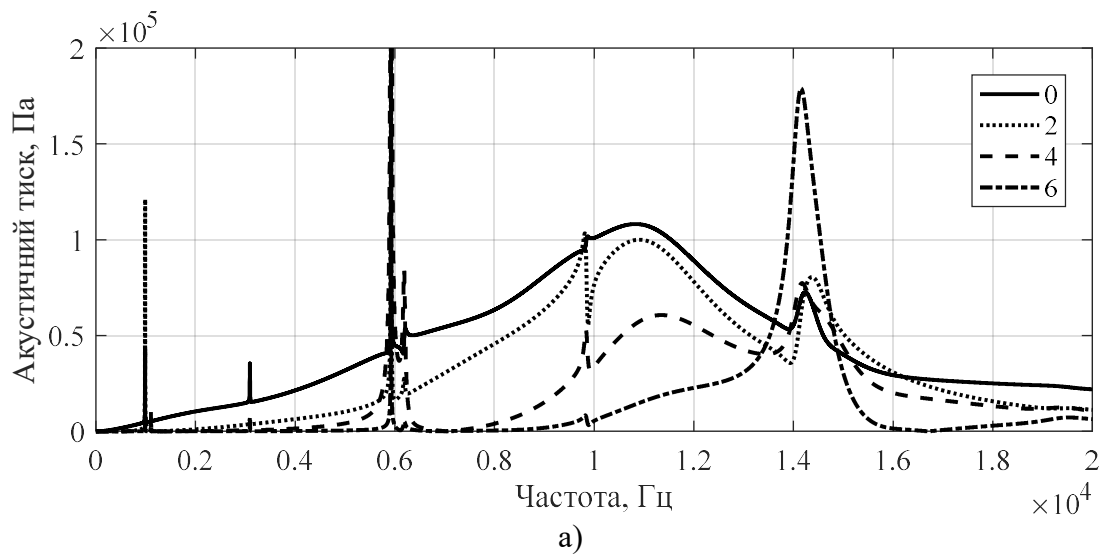
При подальшому збільшенні відстані між поздовжніми вісями випромінювачів їх взаємодія за акустичним полем зменшується і при великих відстанях практично зникає, про що свідчить те, що частотна залежність акустичного тиску випромінювачів у складі антенної решітки наближується до виду частотної залежності акустичного тиску одиночного випромінювача.

В низькочастотній області зі збільшенням відстані між поздовжніми вісями випромінювачів амплітуда додаткових резонансів зменшується, а їх частоти зміщуються у бік високих частот. В резонансній області спостерігається певне зменшення нерівномірності частотної залежності. Частоти основного резонансу зміщуються у бік низьких частот. Слід відзначити, що, як і у випадку дослідження амплітуд коливальної швидкості, амплітуда тиску в резонансній області зменшується не лінійно і не однаково для крайніх та середнього випромінювачів. Так, при відстані $l_{qs} = 0,2 \text{ м}$ спостерігається зростання амплітуди основного резонансу, а при подальшому збільшенні відстані між випромінювачами його амплітуда знову спадає. Також спостерігається зменшення амплітуди додаткового резонансу в кінці резонансної області відносно основного резонансу.

В високочастотній області відбувається суттєве зменшення нерівномірності частотної залежності амплітуди тиску та зменшення її амплітуди. У крайніх

випромінювачів вона наближується до виду частотної залежності одиночного випромінювача.

Причини такої поведінки пояснюються поведінкою складових акустичного тиску, що відповідають додатковим модам коливань (рис. 3.2, 3.25). Аналіз приведених залежностей свідчить, що збільшення відстані між поздовжніми вісями випромінювачів в антенній решітці зумовлює зниження рівня амплітуди додаткових складових акустичного тиску, а їх частотні залежності стають менш нерівномірними, що, в свою чергу призводить до згладжування частотної залежності амплітуди повного тиску на поверхні випромінювачів.



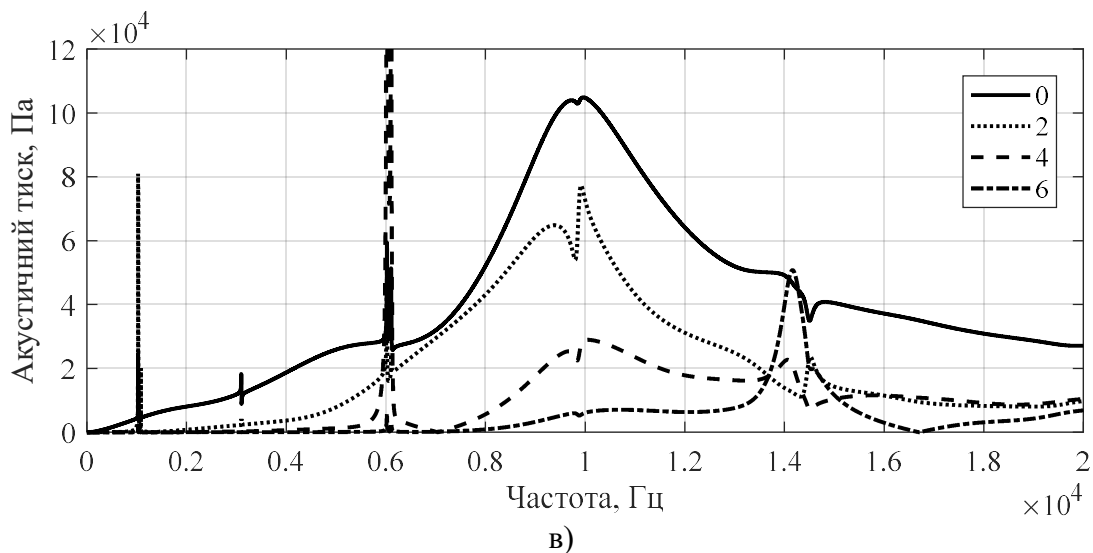


Рис. 3.25. Частотна залежність амплітуд складових акустичного тиску на поверхні крайнього вакуумованого випромінювача у складі трьохелементної антенної решітки при відстані між поздовжніми вісями: $l = 0,164 \text{ м}$ (а), $l = 0,2 \text{ м}$ (б), $l = 0,25 \text{ м}$ (в)

Найшвидше зниження амплітуди додаткових складових тиску прослідковується в області низьких та високих частот. В резонансній області зниження амплітуди відбувається повільніше. Ці факти свідчать про те, що внаслідок збільшення відстані між випромінювачами у складі антенної решітки зменшується ступінь взаємодії між ними за акустичним полем і, як наслідок, ступінь перекачування енергії нульової моди у вищі моди коливань та зменшення амплітуди генерованих вищими модами додаткових складових акустичного тиску. Про це свідчить також те, що на рис. 3.25 амплітудні складові акустичного тиску, які відповідають нульовій моді коливань, є найбільшими порівняно з амплітудними складовими тиску які відповідають заново генерованим модам коливань.

Слід звернути увагу на те, що на відміну від механічних полів, де амплітуда нульової моди коливальної швидкості при малих відстанях між поздовжніми вісями випромінювачів перевищувала амплітуду одиночного випромінювача і зі збільшенням відстані зменшувалась, наближуючись до амплітуди одиночного, поведінка складових акустичного тиску інша (рис. 2.24). Складова тиску нульової моди при будь-яких відстанях між випромінювачами є менш нерівномірною, ніж у випадку амплітуд коливальної швидкості нульової моди, а її амплітуда близька до амплітуди, створюваної одиночним випромінювачем.

Розглянемо, як зміниться ХН досліджуваної антенної решітки при зміні відстані між випромінювачами у її складі, та порівняємо її з ХН класичної антенної решітки. Як і раніше, розрахунки проводитимемо на частоті додаткових резонансів системи та на частоті, що не належить додатковим резонансам (рис. 3.26).

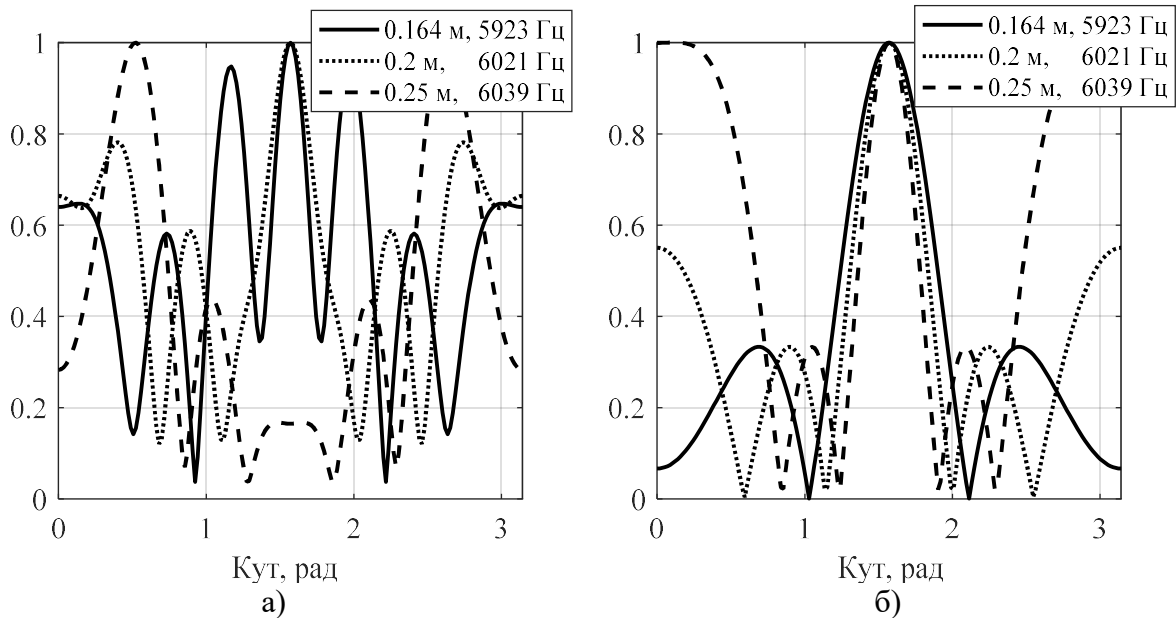


Рис. 3.26. ХН досліджуваної (а) та класичної (б) антенних решіток на частотах додаткових резонансів системи

Аналіз приведених залежностей показує, що, як і раніше, на частотах, що належать додатковим резонансам (рис. 3.26), ХН досліджуваної антенної решітки суттєво відрізняється від класичної. Це відбувається, навіть коли амплітуда додаткового резонансу не значна ($l_{qs} = 0,25 м$). Проте, при збільшенні відстані між випромінювачами, ХН досліджуваної антени наближується до ХН класичної (рис. 3.26, а).

На частотах, що не належать додатковим резонансам (рис. 3.27), ХН досліджуваної антенної решітки майже співпадає з ХН класичної решітки. Як і в попередніх дослідженнях різниця проявляється у співвідношенні основного та бічних пелюсток ХН.

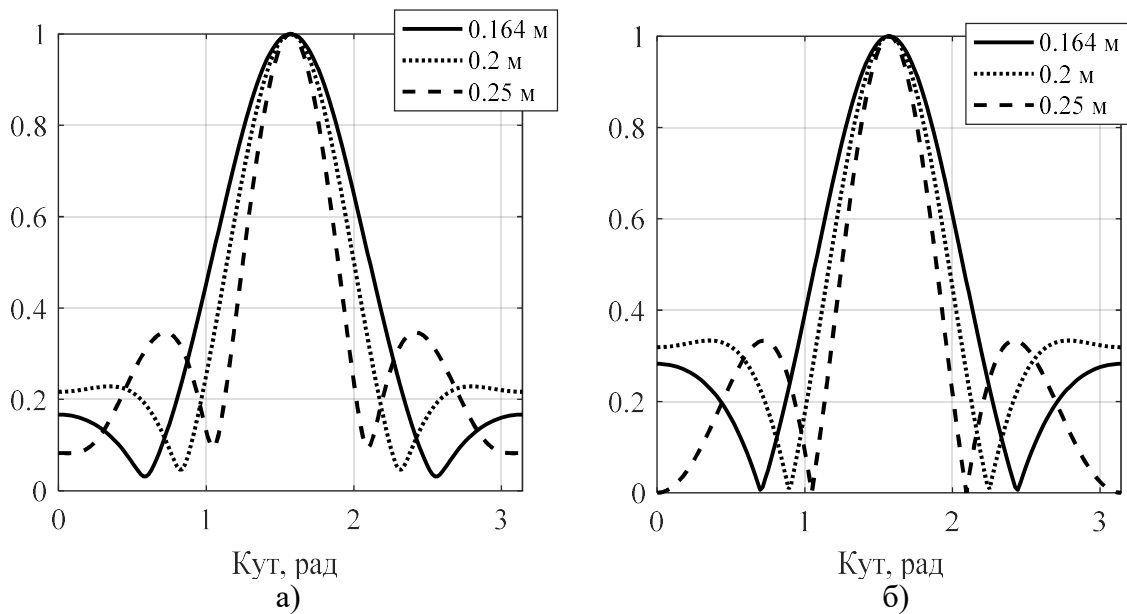


Рис. 3.27. ХН досліджуваної (а) та класичної (б) антенних решіток на частоті $f = 4000$ Гц

Тепер розглянемо, як зміниться поведінка акустичних полів досліджуваної антенної решітки при зміні геометричних розмірів випромінювачів у її складі, а саме: радіусу оболонки випромінювача та її товщини.

Першим розглянемо, як вплине на акустичне поле зміна радіусу оболонки випромінювачів. Розрахунки проводились для наступних умов: трьохелементна антена; окружна поляризація; п'єзокераміка складу ЦТБС-3; $r_{os} = 0,068 \div 0,12$ м; $h_s = 0,008$ м; $\psi_0^{(s)} = 200$ В; внутрішнє заповнення – вакуум; $\varphi^{(s)} = 90^\circ$. Оскільки збільшення радіусу оболонок випромінювачів призведе до збільшення відстані між їх поздовжніми вісями для кожного з варіантів розрахунку встановимо відстань між зовнішніми стінками випромінювачів $d = 0,003$ м.

Аналіз частотних залежностей (рис. 3.28 та 3.1) показує, що збільшення середнього радіусу оболонки випромінювачів, як і у випадку розгляду амплітуд коливальних швидкостей, призводить: до загального зниження амплітуди тиску на їх поверхні; збільшення кількості додаткових резонансних викидів; зміщення усіх додаткових резонансів у бік низьких частот. Вказані ефекти мають ті ж самі фізичні причини, що і у випадку механічних полів (розділ 2).

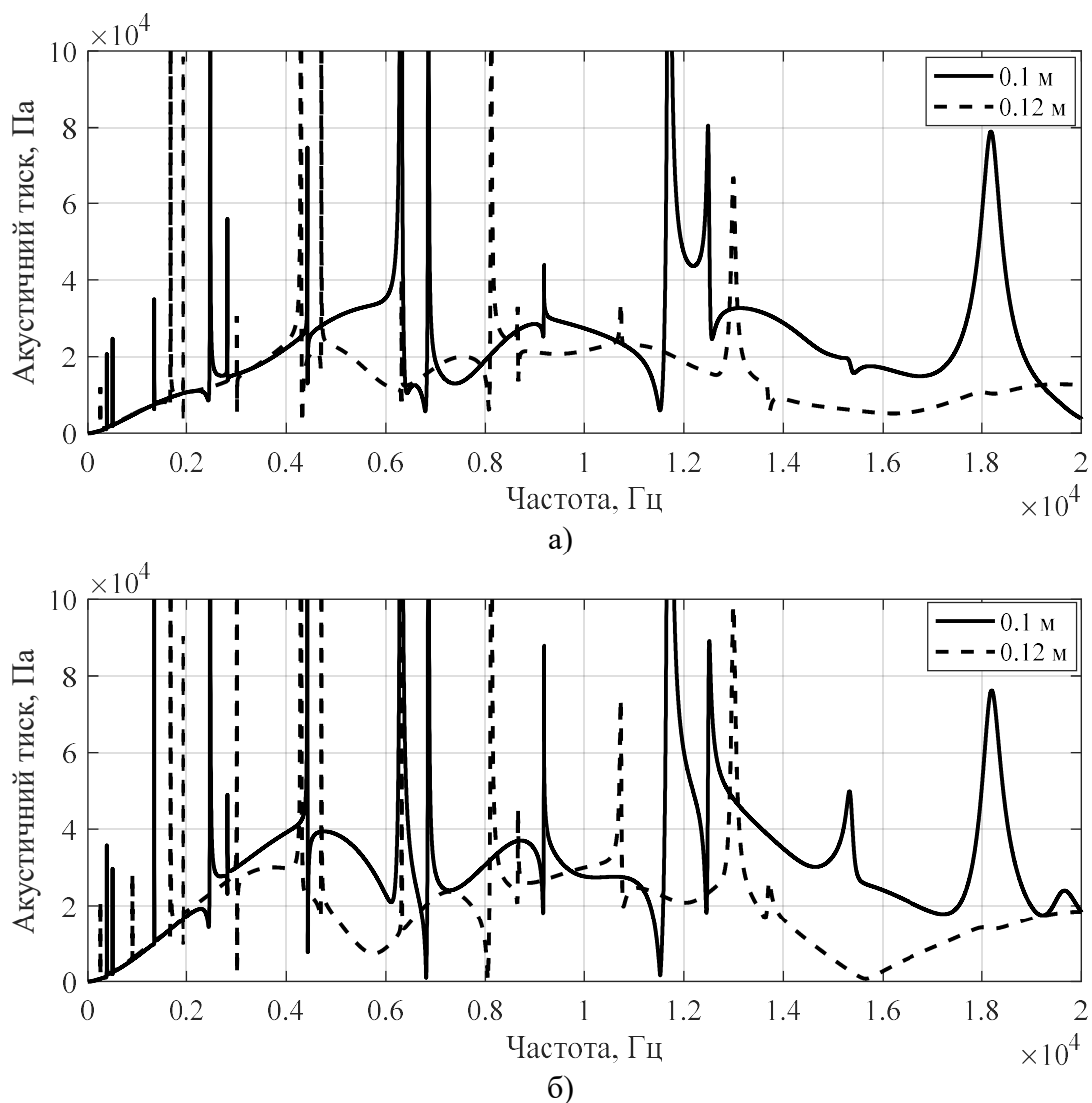


Рис. 3.28. Частотні залежності амплітуди тиску на поверхні крайнього (а) та середнього (б) вакуумованих випромінювачів для різних середніх радіусів оболонки

Розглянемо, яких змін при цьому зазнають ХН досліджуваної антенної решітки. Розрахунок проводитимемо на частоті найбільшого додаткового резонансу (рис. 3.29) та на частоті, що не належить жодному з додаткових резонансів (рис. 3.30). На графіках позначення кривих відповідають радіусам оболонок та частотам, для яких були побудовані ці криві.

Як і в попередніх дослідженнях, ХН досліджуваної антенної решітки на частотах, що належать додатковим резонансам, суттєво відрізняється від ХН класичної решітки і близька до неї на частотах, що не належать додатковим резонансам. Проте, на відміну від попередніх випадків, коли для розрахунку бралась частота резонансу на початку резонансної області, який зазвичай був найбільшим,

тут взято частоту найбільшого додаткового резонансу у всій смузі досліджуваних частот.

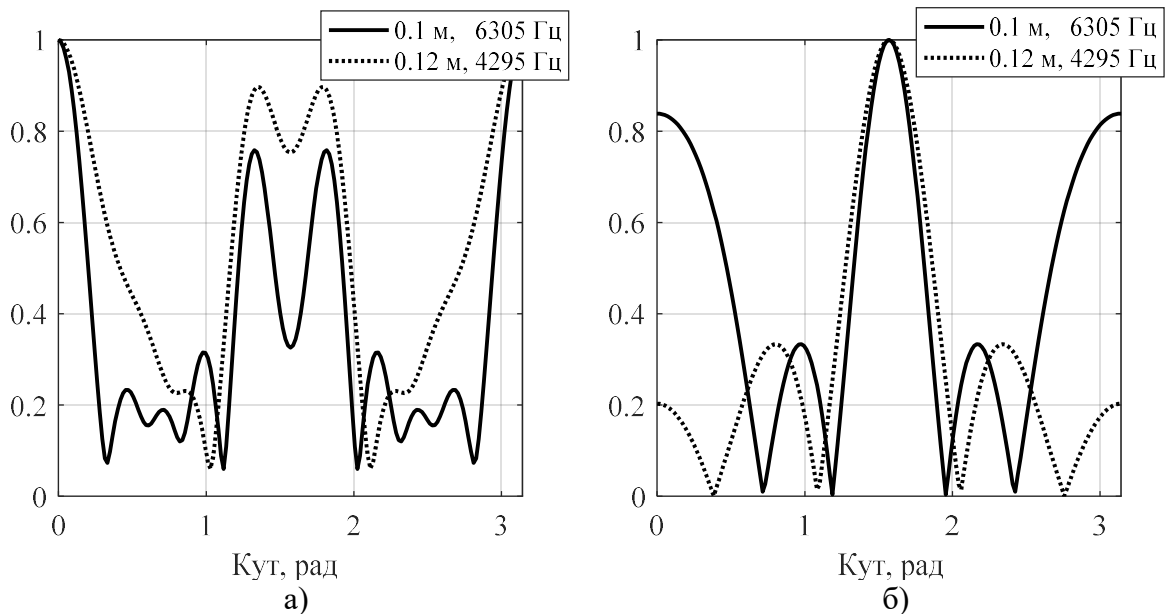


Рис. 3.29. ХН досліджуваної (а) та класичної (б) антенних решіток на частотах найбільшого додаткового резонансу

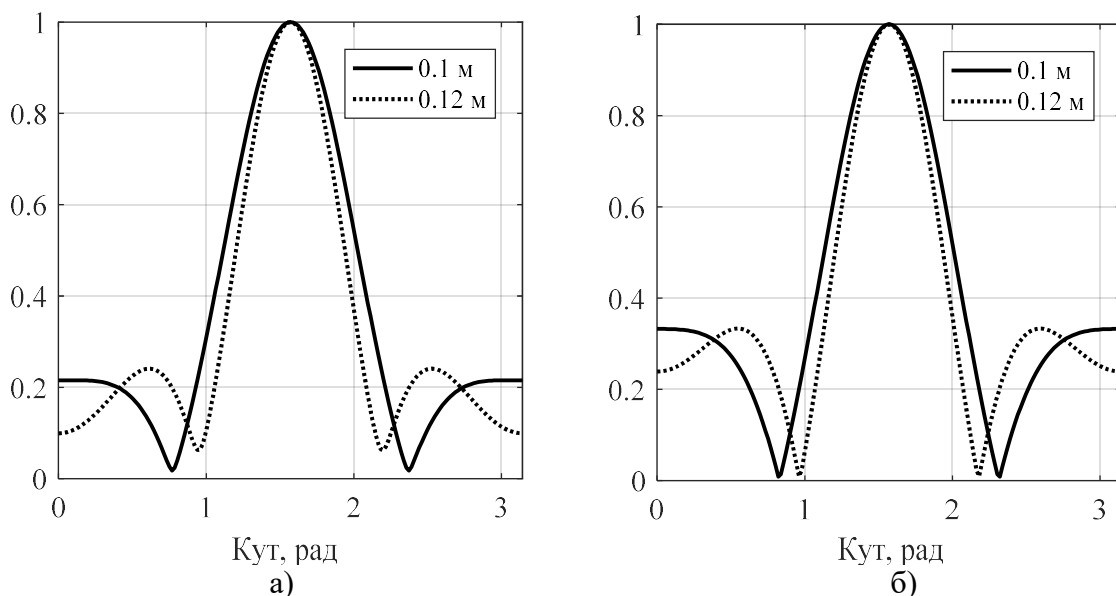


Рис. 3.30. ХН досліджуваної (а) та класичної (б) антенних решіток на частоті $f = 3500$ Гц

З рис. 3.29 видно, що для цих частот ХН досліджуваної антенної решітки більш подібна до ХН класичної решітки, ніж у попередніх дослідженнях.

Перейдемо до розгляду впливу на акустичні поля планарної антенної решітки зміни товщини оболонки випромінювачів. Розрахунки проводились для наступних умов: трохелементна антена; окружна поляризація; п'єзокераміка складу ЦТБС-3; $r_{os} = 0,068$ м; $h_s = 0,006; 0,008; 0,01$ м; $\psi_0^{(s)} = 200$ В; внутрішнє заповнення –

вакуум; $\varphi^{(s)} = 90^\circ$. Оскільки збільшення товщини оболонок випромінювачів призведе до збільшення відстані між їх поздовжніми вісями, то, як і при попередньому дослідженні, для кожного з варіантів розрахунку встановимо відстань між зовнішніми стінками випромінювачів $d = 0,003 \text{ м}$.

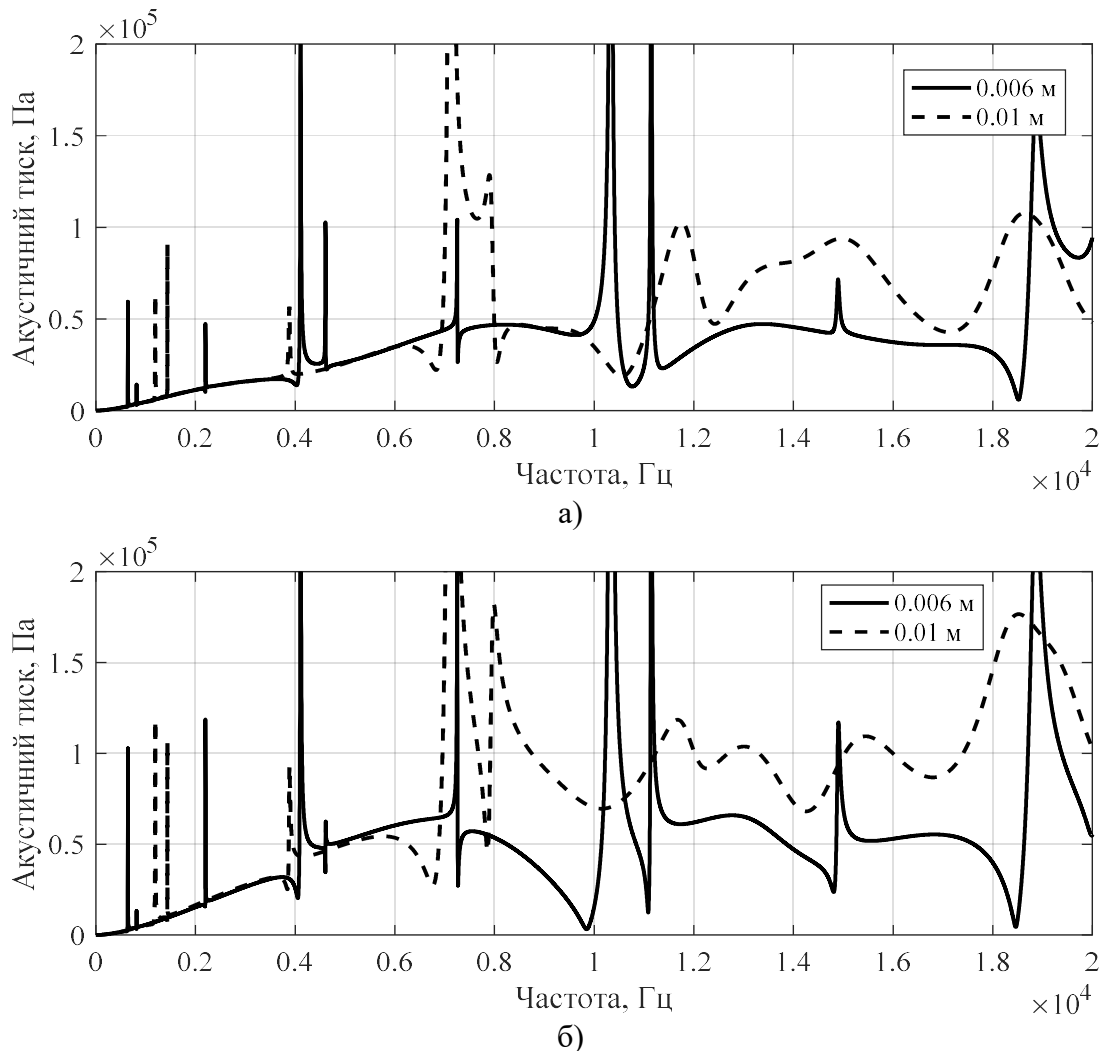


Рис. 3.31. Частотна залежність амплітуди тиску на поверхні крайнього (а) та середнього (б) вакуумованого випромінювачів для різних товщин стінки оболонки

Аналіз кривих на рис. 3.31 та 3.1 та співставлення їх між собою в однакових умовах свідчить про те, що товщина п'єзокерамічних оболонок відіграє значну роль в формуванні акустичних полів випромінювачів антенної решітки. Це витікає з того, що всі частотні залежності на рис. 3.31 та 3.1 суттєво відрізняються між собою, але по-різному в різних діапазонах частот. В області низьких частот меншим товщинам відповідають менші рівні акустичного тиску на поверхні випромінювачів. При

цьому змінюються також кількість, частоти та амплітуди додаткових викидів по-різному для кожної з товщин.

Найбільш суттєві зміни відбуваються в резонансній та високочастотній областях. В цих областях при збільшенні товщини оболонок збільшуються і рівні акустичного тиску на поверхнях випромінювачів. Збільшення рівнів тисків у всіх областях пов'язане із збільшенням маси активного матеріалу, яке відбувається при збільшенні товщини h_s . Крім того в цих областях по-різному змінюється кількість, частоти та амплітуди резонансних викидів тиску.

Цікавим є співставлення між собою кутових розподілів акустичного поля на поверхні випромінювачів з різною товщиною оболонок на одній і тій же частоті $f = 4000$ Гц (рис. 3.32).

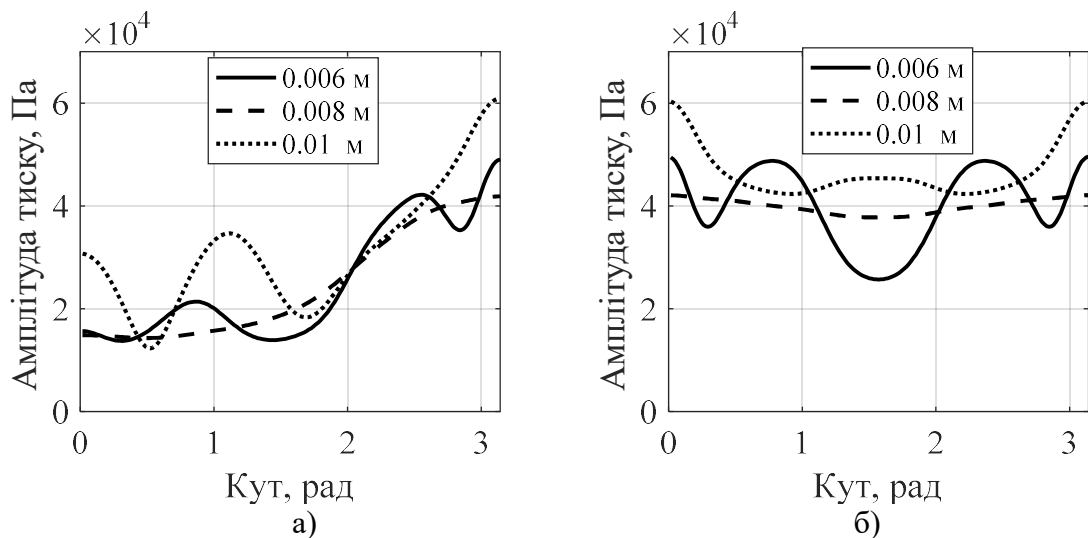


Рис. 3.32. Кутова залежність амплітуди акустичного тиску на зовнішній поверхні крайнього (а) та середнього (б) вакуумованих випромінювачів антенної решітки

З приведених залежностей видно, що на вибраній частоті зміна товщини п'єзокерамічної оболонки випромінювачів при незмінній відстані між їх зовнішніми стінками суттєво впливає на характер кутового розподілу акустичного тиску на їх поверхні. По-перше, при збільшенні товщини кутовий розподіл тиску стає більш рівномірним. Для середніх випромінювачів антенної решітки. По-друге, збільшується загальна амплітуда створюваного акустичного тиску, що пов'язано зі збільшенням маси активного матеріалу. Проте, слід відмітити, що в області низьких частот ця різниця є не значною.

Розглянемо особливості ХН досліджуваної антенної решітки в залежності від товщини стінки оболонки випромінювачів у її складі (рис. 3.33).

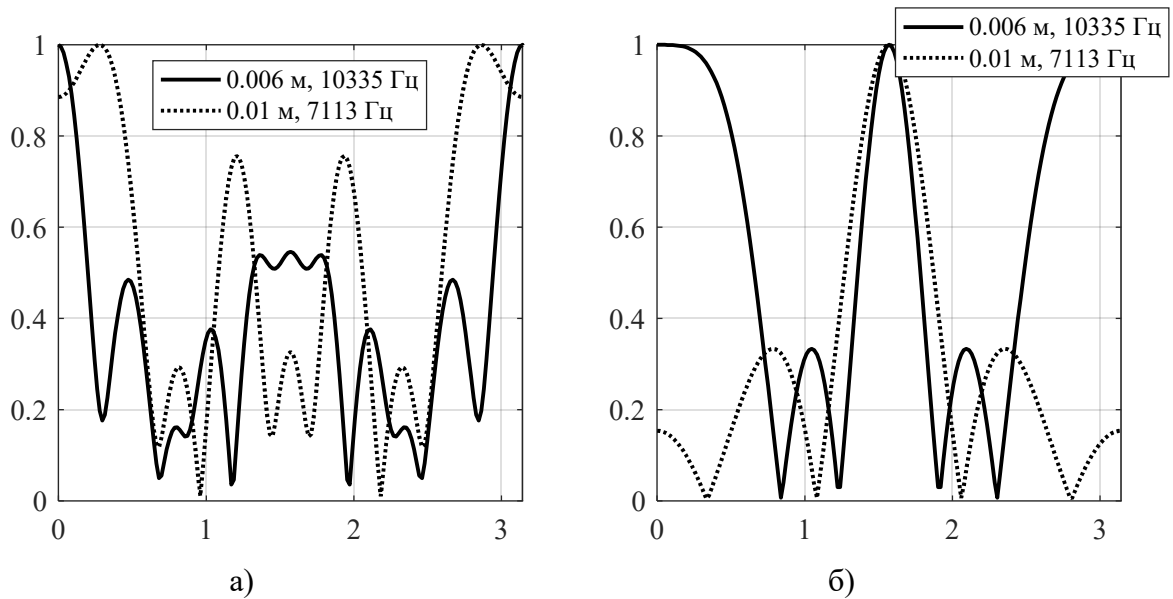


Рис. 3.33. ХН досліджуваної (а) та класичної (б) антенних решіток на частотах найбільших резонансів антени

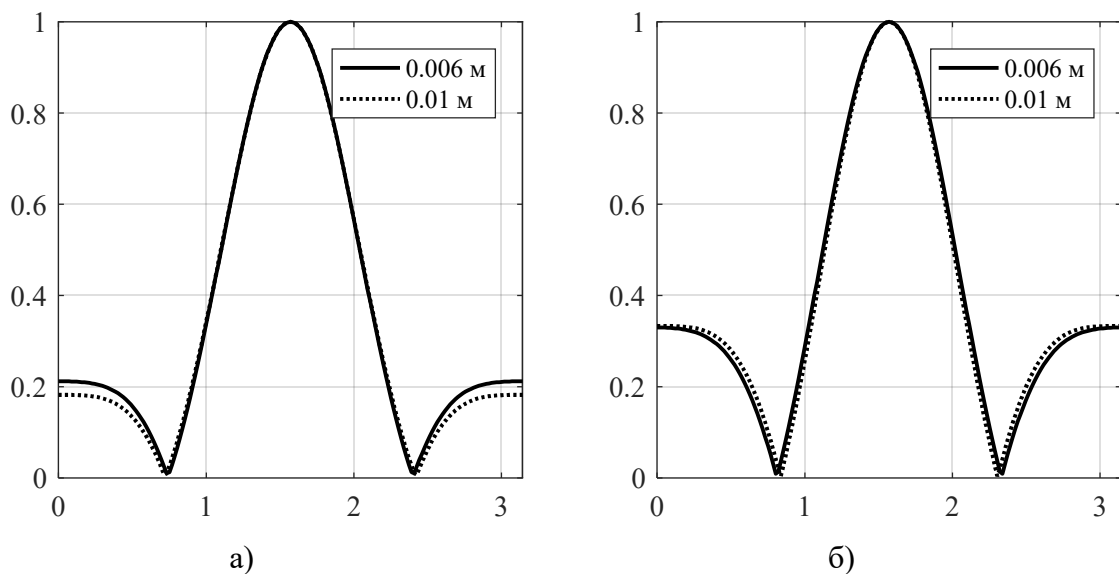


Рис. 3.34. ХН досліджуваної (а) та класичної (б) антенних решіток на частоті $f = 5000$ Гц

Аналіз приведених залежностей свідчить, що, як і у попередніх дослідженнях, ХН досліджуваної антенної решітки подібна до ХН класичної решітки лише на частотах, що не належать додатковим резонансам системи.

Тепер розглянемо, як зміниться поведінка акустичних полів планарних антенних решіток при збільшенні кількості випромінювачів у їх складі. Відповідно до попереднього розділу розрахунки проводились для решіток, що складаються з трьох, чотирьох та п'яти випромінювачів. Розрахунки виконувались для наступних

параметрів випромінювачів: окружна поляризація; п'єзокераміка складу ЦТБС-3; $r_{os} = 0,068$ м; $h_s = 0,008$ м; $\psi_0^{(s)} = 200$ В; внутрішнє заповнення – вакуум; $\varphi^{(s)} = 90^\circ$.

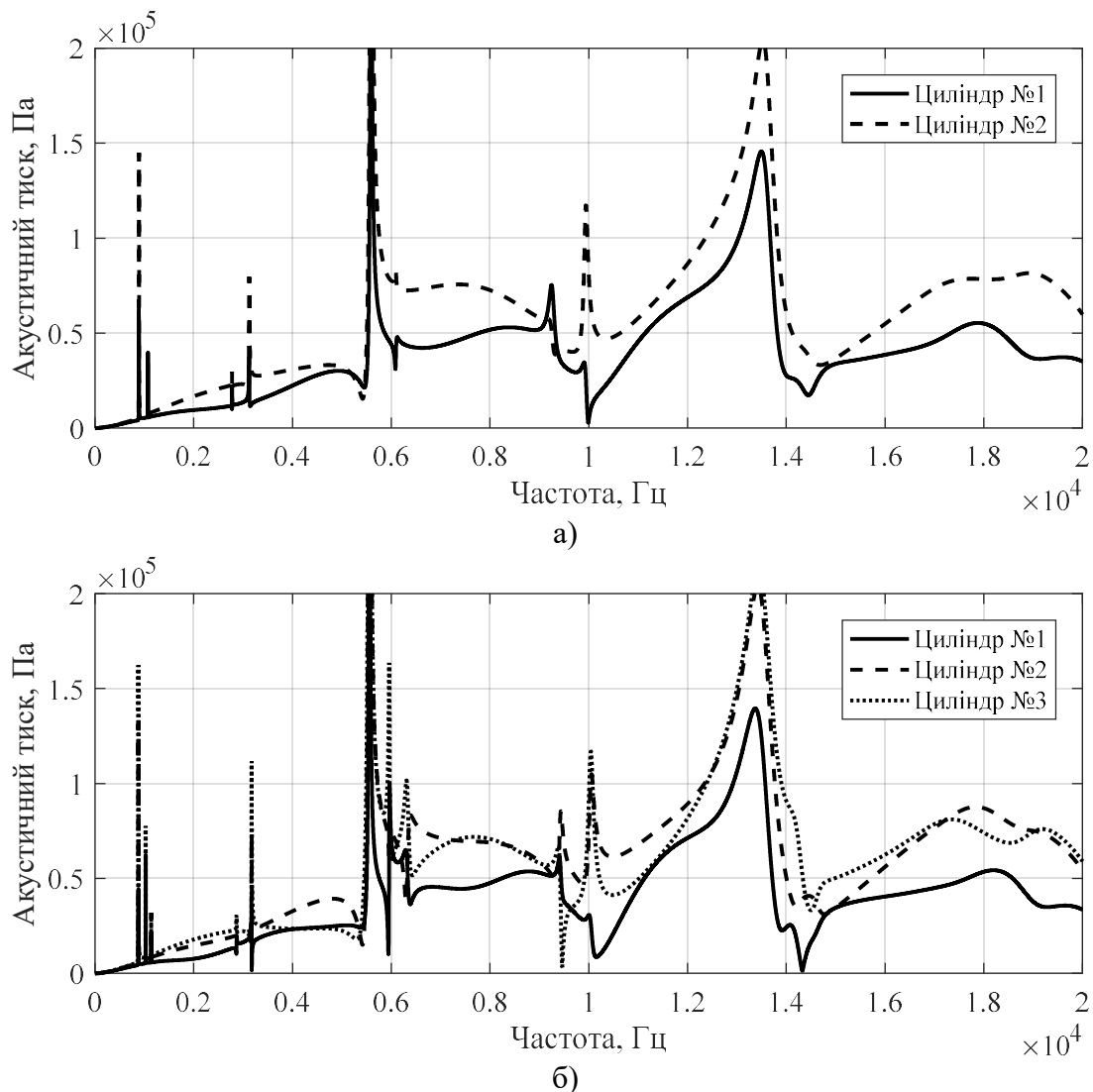


Рис. 3.35. Частотна залежність акустичного тиску на поверхні вакуумованих випромінювачів у складі чотирьох- (а) та п'ятиелементної (б) антенної решітки

Аналіз приведених залежностей (рис. 3.35) свідчить, що, по-перше, як і у випадку трьохелементної антенної решітки (рис. 3.1), при розгляді в точках акустичного поля, що лежать по центру випромінюючої поверхні ($\varphi^{(s)} = 90^\circ$), частотні залежності симетричних відносно середини решітки випромінювачів є однаковими. По-друге, частотні залежності тиску крайніх випромінювачів досліджуваних антенних решіток є близькими між собою. Те ж можна сказати і про середні випромінювачі. По-третє, як і очікувано, для всіх досліджуваних антенних

решіток амплітуда тиску на поверхні середніх випромінювачів переважно більша, ніж у крайніх. Проте для п'ятиелементної решітки (рис. 3.35, б) існує ряд частот, на яких амплітуда випромінювачів з номерами 2 та 4 в точках розрахунку перевищує амплітуду середнього випромінювача. По-четверте, в низькочастотній та резонансній областях збільшується кількість додаткових резонансних викидів. По-п'яте, високочастотна область мало змінюється при збільшенні кількості випромінювачів.

Розглянемо, як змінюються при цьому частотні залежності окремих складових акустичного тиску, створюваного крайнім випромінювачем. Розглядатимемо лише парні моди коливань.

Аналіз залежностей на рис. 3.36 свідчить, що незалежно від кількості випромінювачів в антенній решітці відбувається генерація складових акустичного тиску, що відповідають різним модам коливань. Слід відмітити, що загальний характер частотної характеристики складових акустичного тиску є практично однаковим для різних антенних решіток. При цьому збільшення кількості додаткових резонансних викидів при збільшенні кількості випромінювачів в антенній решітці відбувається в частотній характеристиці кожної складової акустичного тиску. Крім того, як це витікає з наведених кривих, найбільшою енергетикою серед усіх складових акустичного тиску у всьому діапазоні частот, за виключенням деяких, володіє складова тиску, утворена нульовою модою коливань.

Розглянемо, як зміниться кутовий розподіл акустичного тиску на поверхні випромінювачів досліджуваних антенних решіток на частоті найбільшого додаткового максимуму (рис. 3.35).

Аналіз кривих рис. 3.37 свідчить про те, що розміщення циліндрів у складі планарної антенної решітки для будь-якого з випромінювачів порушує радіальну симетрію їх радіаційного навантаження. Наслідком цього, як ми вже відмічали, при симетричному електричному навантаженні є поява в механічному полі випромінювача додаткових мод коливань, близьких по енергетиці до нульової моди.

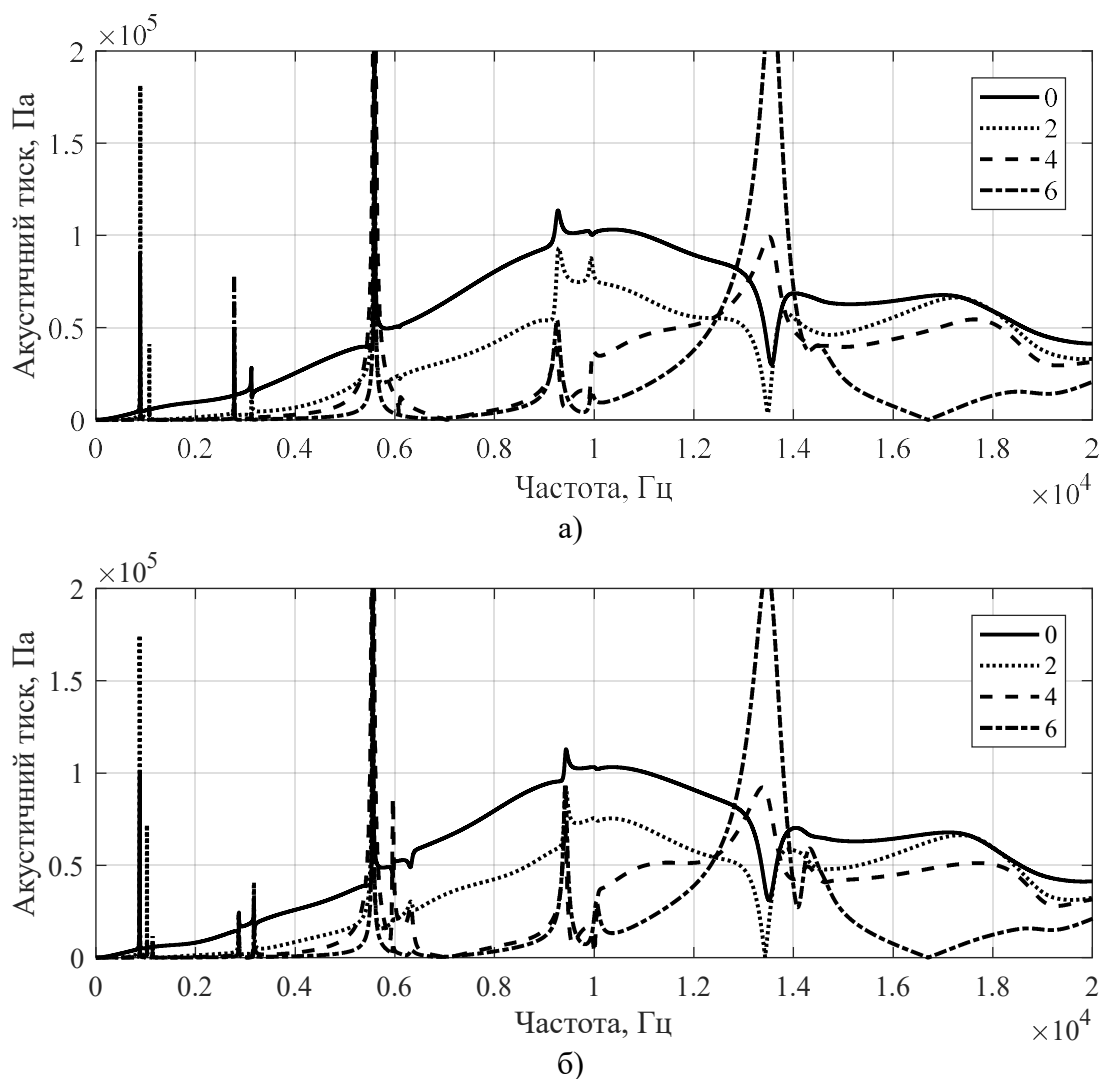


Рис. 3.36. Частотні залежності складових акустичного тиску на поверхні крайніх вакуумованих випромінювачів чотирьох- (а) та п'ятиелементної (б) решіток

Крім того, з приведених залежностей витікає, що кутові розподіли акустичного тиску на частотах, що належать найбільшим додатковим резонансам, практично не відрізняються. Окрім того частоти цих резонансів є близькими для трьох-, чотирьох- та п'ятиелементної решіток. Збільшення кількості випромінювачів у складі решітки призводить до зміщення частот додаткових резонансних викидів в область низьких частот.

Цікавим є вивчення кутових залежностей додаткових складових акустичного тиску на поверхні випромінювачів. Як було виявлено раніше, у випромінювачів, розміщених в центрі симетрії решітки, не парні складові акустичного тиску мають малу амплітуду, а у крайніх випромінювачів амплітуди усіх складових співрозмірні.

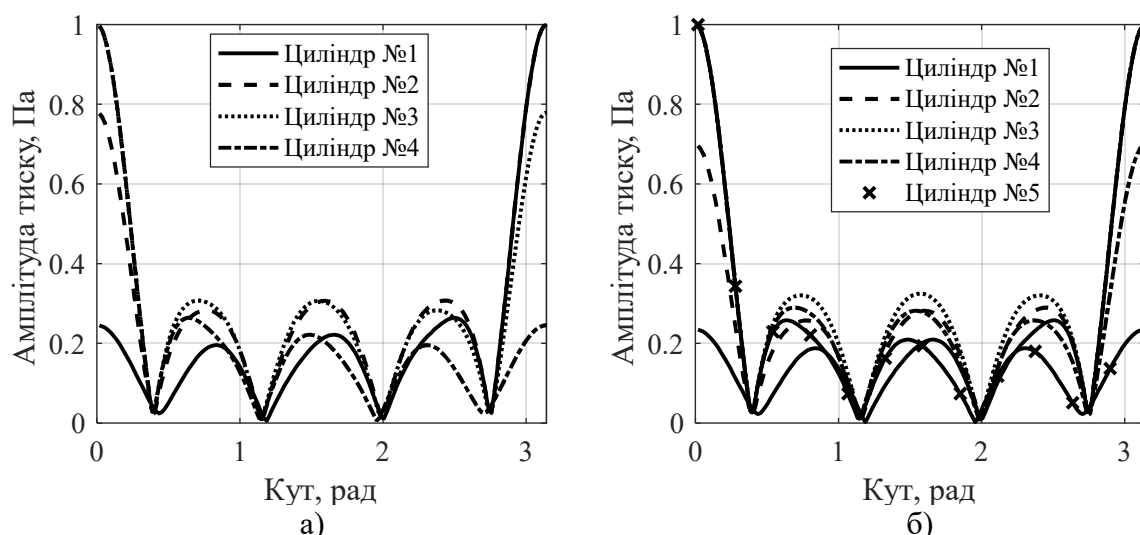


Рис. 3.37. Кутова залежність акустичного тиску на поверхні випромінювачів чотирьох- (а) та п'ятиелементної (б) антенних решіток на частотах $f = 5588$ Гц та $f = 5556$ Гц відповідно

Дослідимо цю особливість, розглянувши кутовий розподіл складових акустичного тиску на поверхні середнього та крайнього випромінювачів чотирьох- та п'ятиелементної решіток на частотах додаткових резонансних викидів (рис. 3.38).

Аналіз приведених залежностей свідчить, що чим ближче до центру симетрії антенної решітки розміщено випромінювач, тим меншу амплітуду мають не парні складові акустичного тиску (рис. 3.38, б, г). При співпадинні поздовжньої вісі випромінювача з центром симетрії антенної решітки, як у випадка трьох- та п'ятиелементної антенних решіток (рис. 3.38, д) амплітуда не парних складових акустичного тиску наближується до нуля. При цьому амплітуда нульової та парних складових значно зростають. У випромінювачів, що розміщені на краях антенної решітки (рис. 3.38, а, в), амплітуди усіх складових акустичного тиску є співрозмірними. Фізично різницю між амплітудами повного тиску на поверхні крайніх і середніх випромінювачів антенної решітки можна пояснити тим, що в центрі антенної решітки акустичне навантаження на випромінювач є більшим і більш однорідним, ніж на її краях. За рахунок цього змінюється ефективність перерозподілу енергії між складовими акустичного тиску, що утворюються нульовою та додатковими модами коливань.

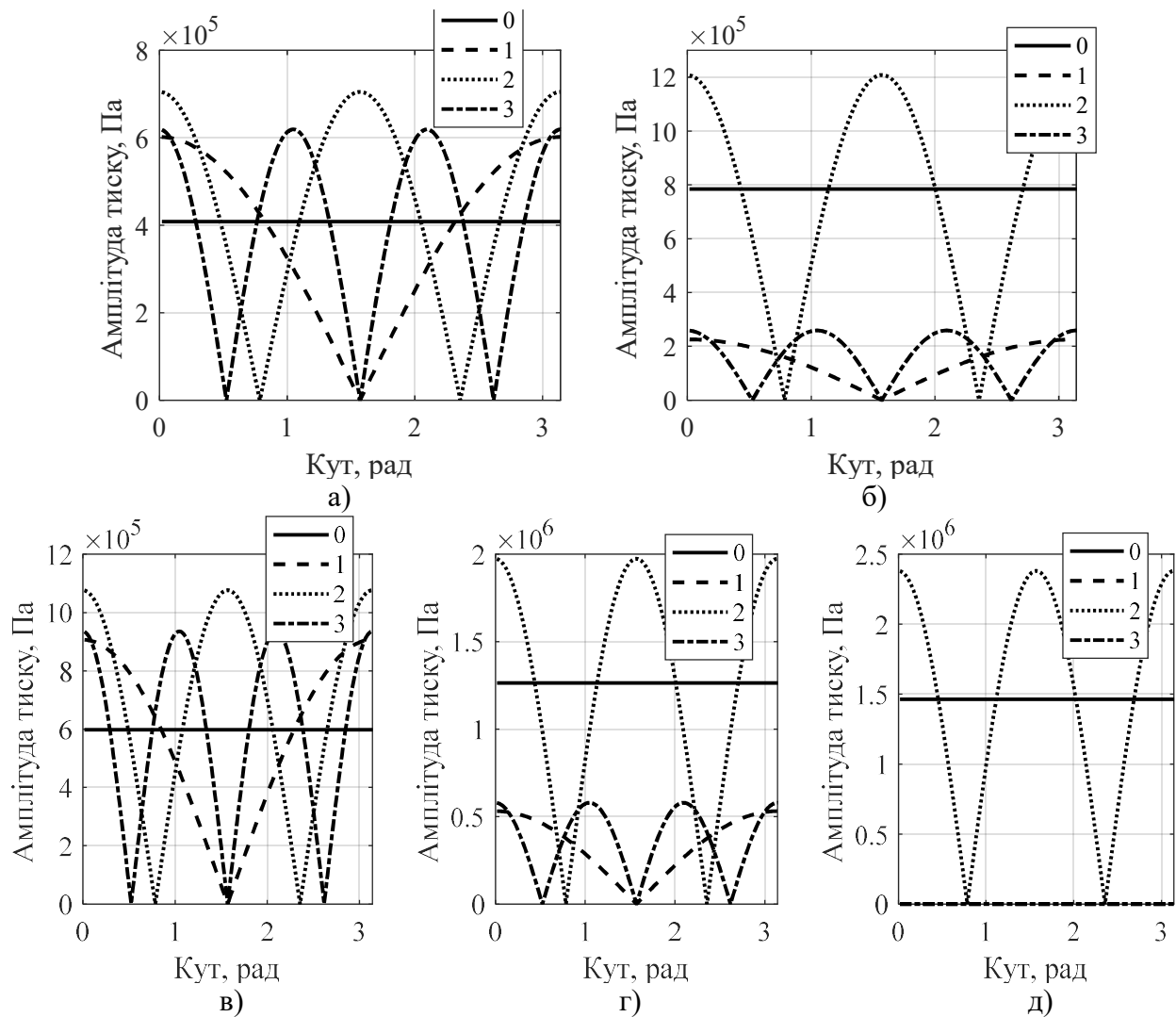


Рис. 3.38. Кутові залежності складових акустичного тиску на поверхні вакуумованих крайнього (а) та середнього (б) випромінювачів чотирьохелементної та крайніх (в, г) та середнього (д) випромінювачів п'ятиелементної антенних решіток

Наостанок розглянемо, наскільки відрізнятимуться ХН досліджуваних планарних антенних решіток від ХН класичних антенних решіток. Як і раніше, розрахунок проводитимемо на частоті найбільшого додаткового резонансу та на частоті в резонансній області, що не належить жодному з додаткових резонансів (рис. 3.39).

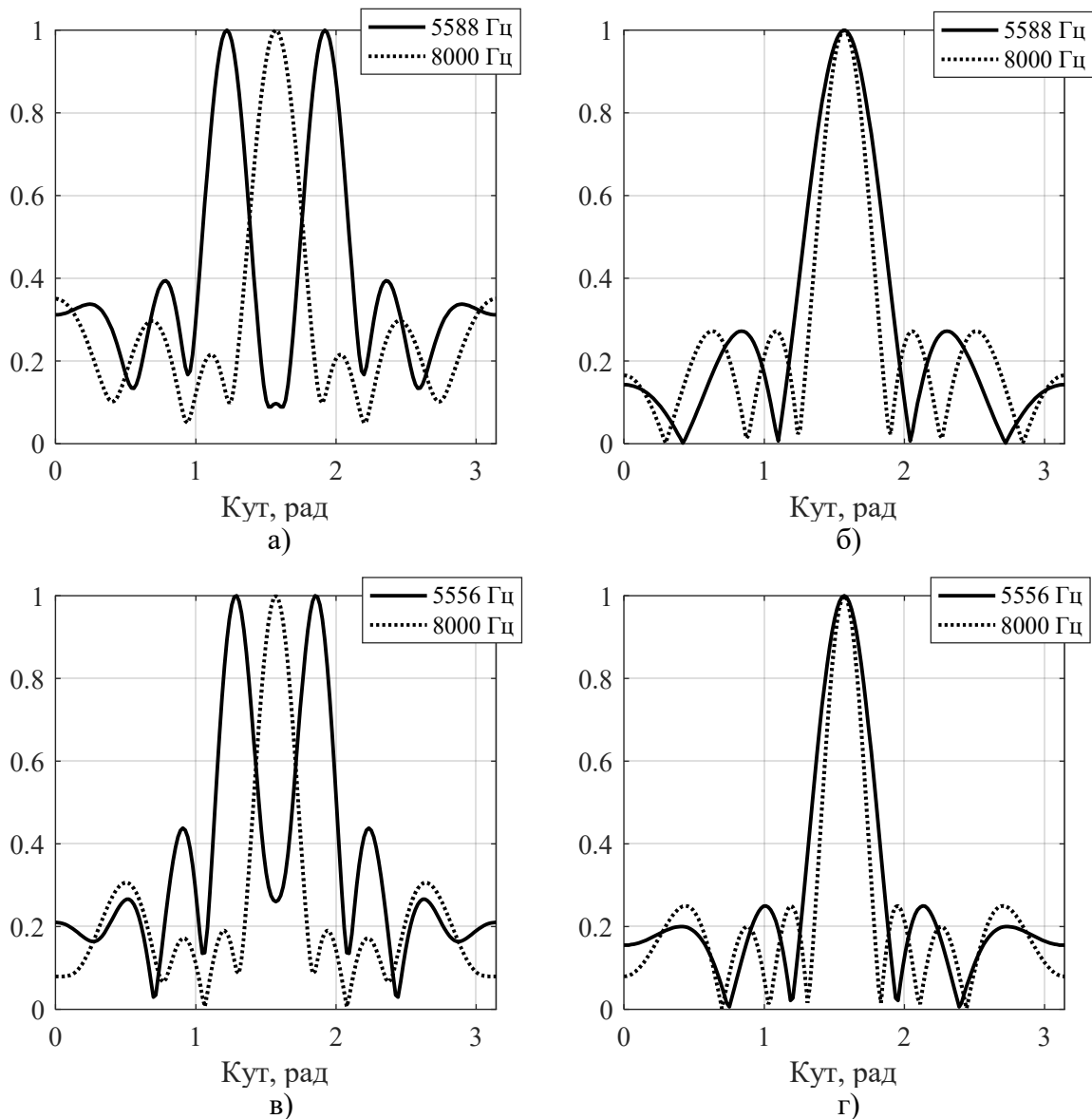


Рис. 3.39. Нормовані ХН досліджуваних (а,в) та класичних (б,г) чотирьох- (а,б) та п'ятиелементних (в,г) антенних решіток

Приведені залежності свідчать, що незалежно від кількості випромінювачів в антенній решітці її ХН на частотах, що належать додатковим резонансам, суттєво відрізняється від ХН класичної решітки і співпадають з нею на частотах, що не належать додатковим резонансам. Як і раніше, різниця між цими ХН присутня лише в частині співвідношення рівнів головного та бічних пелюсток ХН досліджуваних антенних решіток.

3.6 Експериментальні дослідження акустичних полів плоских безекраних гідроакустичних антенних решіток

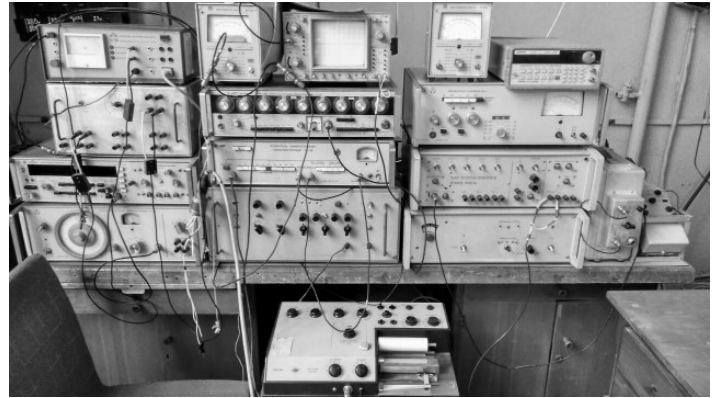
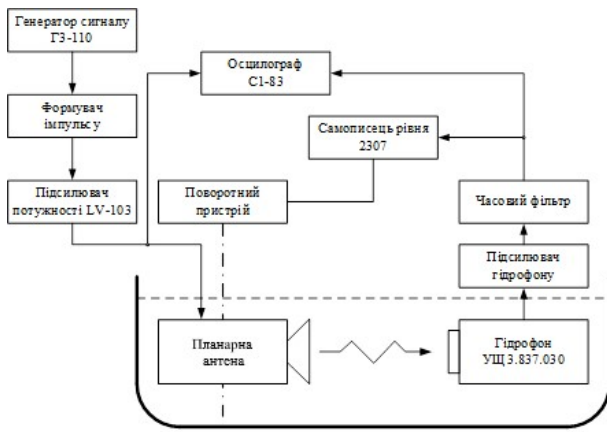
З метою підтвердження відповідності припущень, які були прийняті при розв'язку сформульованих задач, реальним особливостям планарних антен були виконані експериментальні дослідження ряду параметрів антен і проведено їх співставлення з розрахунковими даними. Фотографії експериментального макета антени та вимірювального стенда представлені на рис. 3.40 та 3.41,б. Макет антени являє собою решітку, утворену із двох циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів. Активні елементи випромінювачів мали окружну поляризацію, склад п'єзокераміки ЦТБС-3 і силову конструкцію. П'єзокерамічні оболонки їх мали висоту $H = 265 \text{ мм}$, діаметр $r_{1s} = 64.5 \text{ мм}$ і товщину $h_s = 5 \text{ мм}$. Відстані між їх поздовжніми вісями в антені становила $l_{12} = 74.5 \text{ мм}$. Електричне збудження здійснювалося напругою $U = 200 \text{ В}$ на частотах $f = 12, 14, 16 \text{ кГц}$.

В якості досліджуваних параметрів були прийняті: частотні залежності амплітуди акустичного тиску на зовнішній поверхні випромінювачів у складі антени та нормовані кутові залежності акустичного тиску в дальній зоні.

Для оцінки частотної залежності в безпосередній близькості до поверхні випромінювача розміщувався сферичний гідрофон діаметром 5 мм.



Рис. 3.40. Плоска безекранна гідроакустична решітка, що складається з двох циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів з окружною поляризацією



а)

б)

Рис. 3.41. Схема вимірювального станду (а) та його вигляд (б)

Вимірювання проводились в ДП «КНДІ гідроприладів» у заглушеному вимірювальному басейні у відповідності до вимог, регламентованих ОСТ5.8361-86. Кількість незалежних реалізацій вимірювань була прийнята 7, що забезпечувало:

- середньоквадратичну похибку вимірювань кутових залежностей 0,08 при довірчій вірогідності 0,95;
- середньоквадратичну похибку при вимірюванні частотної залежності не гірше 0,24 при довірчій вірогідності 0,95.

Розрахункові і експериментальні результати представлені на рис. 3.42-3.43.

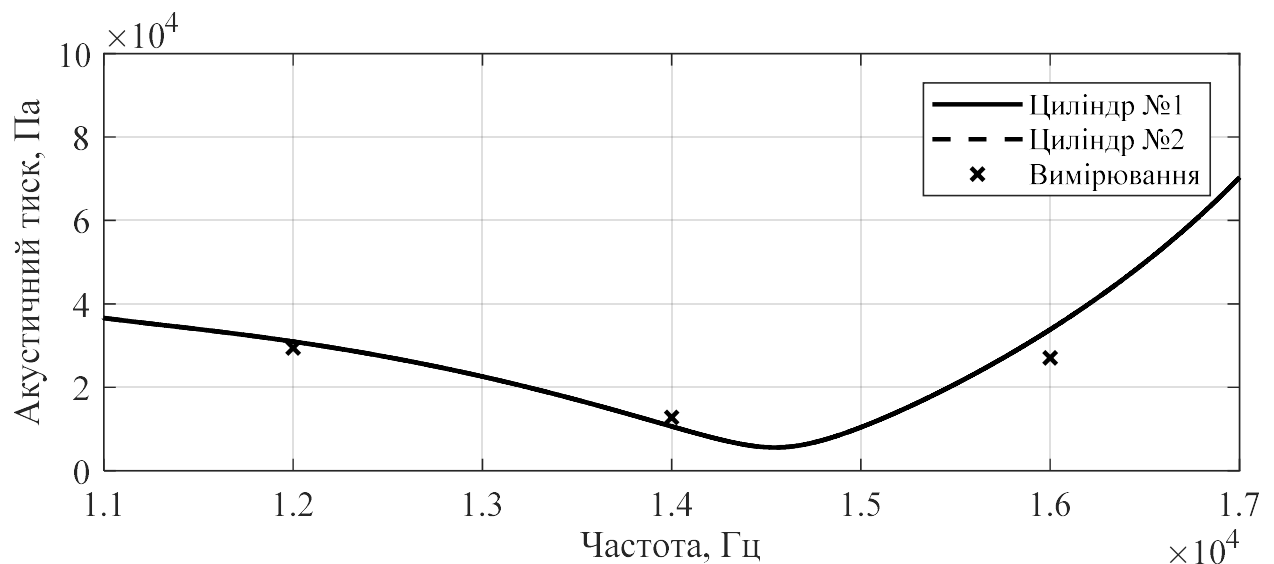


Рис. 3.42. Частотні залежності амплітуди акустичного тиску на поверхні випромінювача у складі антенної решітки

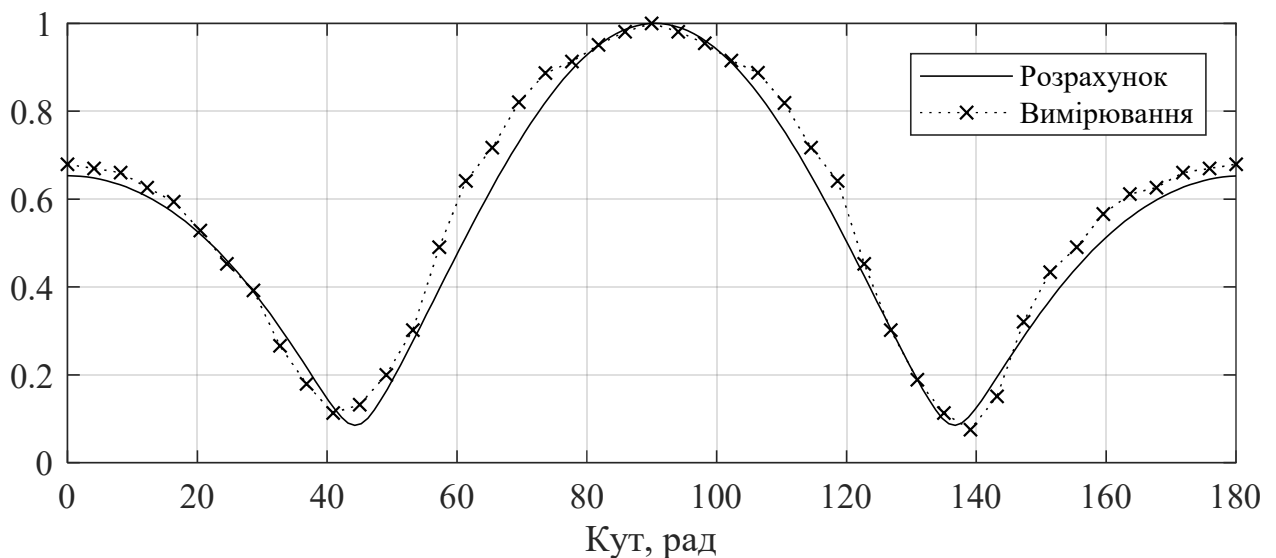


Рис. 3.43. Кутові залежності амплітуди акустичного тиску антени в дальньому полі

Їх співставлення дозволяє зробити висновок, що розроблене в роботі розрахункове забезпечення проектування планарних антенних решіток, утворених із циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів, відповідає реаліям досліджуваних антен.

Висновки до розділу 3

Методом чисельного експерименту на основі одержаних аналітичних співвідношень та аналізом його результатів встановлено закономірності впливу особливостей конструктивного виконання циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів, що працюють у складі планарної антенної решітки, та самої антенної решітки на локальні характеристики їх акустичних полів – частотні та кутові залежності амплітуд тиску на поверхні випромінювачів та ХН антени.

Як і у випадку дослідження механічних полів, до особливостей конструктивного виконання випромінювачів, вплив яких досліджувався, відносяться: тип виконання конструкції – силова чи компенсована; тип заповнення внутрішньої порожнини випромінювача; склад п'єзоматеріалу, з якого виконано активний елемент випромінювача та характер його поляризації – окружна чи радіальна; геометричні розміри випромінювачів. До особливостей конструктивного

виконання планарної антени в цілому відносяться: відстань між поздовжніми вісями випромінювачів та кількість випромінювачів у складі антенної решітки.

Встановлено, що внаслідок взаємодії випромінювачів між собою при роботі у складі антенної решітки відбувається порушення радіальної симетрії радіаційного навантаження випромінювачів. При радіальній симетрії електричного навантаження це обумовлює появу в механічному полі випромінювачів додаткових мод коливань та генерація ними додаткових складових акустичного тиску. В кількісному відношенні степінь порушення радіальної симетрії випромінювачів є різною для різних частот і визначається наведеними вище конкретними особливостями побудови випромінювачів і антен.

Виявлені особливості поведінки акустичного тиску та фізичні причини, що їх породжують, відповідають ефектам, що були встановлені при дослідженні механічних полів випромінювачів.

Дослідження ХН планарних антенних решіток показало, що незалежно від особливостей конструктивного виконання антени та випромінювачів у її складі ХН досліджуваних решіток відповідали ХН решіток, розрахованих за допомогою класичної теорії в областях частот, що не належать додатковим резонансам. Важливим є той факт, що на частотах, що належать додатковим резонансним викидам, які виникають внаслідок взаємодії випромінювачів, ХН досліджуваної решітки спотворюється і суттєво відрізняється від ХН класичної решітки. Фізичною причиною такої поведінки є співвідношення амплітуд нульової та додаткових складових акустичного тиску: чим більша амплітуда генерованих додаткових складових акустичного тиску – тим більше спотворюється ХН досліджуваної планарної антенної решітки відносно її класичної розрахункової моделі.

Встановлено, що акустична взаємодія випромінювачів в планарній антенній решітці і обумовлене нею порушення радіальної симетрії акустичного навантаження випромінювачів приводять до розширення спектру власних резонансних частот решітки. Що цікаво, що розширення відбувається переважно в області низьких частот, в 5-10 раз нижчих від частоти власного резонансу одиночного випромінювача.

Заповнення внутрішньої порожнини випромінювачів газом або рідиною доповнює спектри вузькосмуговими резонансами при наявності газу та суттєво розширює резонансні смуги в резонансній області для випромінювачів компенсованої конструкції.

Співставлення чисельних розрахунків з результатами експериментальних досліджень дозволяє зробити висновок, що розроблене в роботі розрахункове забезпечення проектування планарних антенних решіток, утворених із циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів, відповідає реаліям досліджуваних антен.

РОЗДІЛ 4. ВЛАСТИВОСТІ ЕЛЕКТРИЧНИХ ПОЛІВ ПЛОСКИХ БЕЗЕКРАННИХ ГІДРОАКУСТИЧНИХ АНТЕН В ЗАЛЕЖНОСТІ ВІД ОСОБЛИВОСТЕЙ КОНСТРУКТИВНОГО ВИКОНАННЯ АНТЕН ТА ЇХ ЕЛЕМЕНТІВ

4.1. Параметри досліджуваних електричних полів

В випромінюючих трактах гідроакустичної апаратури різного призначення збуджуючий електричний генератор і гідроакустична антена пов'язані між собою і впливають взаємно один на одного. Для випромінюючого тракту суттєво важливими є ті характеристики антени, які визначаються електричними схемами заміщення випромінювачів. Такі схеми звичайно є складними, багатоконтурними і включають в себе елементи з параметрами, що змінюються. Останнє необхідно, якщо потрібно враховувати поведінку випромінювачів антенної решітки точніше в різних умовах використання антени.

Особливою складністю відрізняються схеми заміщення п'єзокерамічних випромінювачів. Це обумовлено складністю взаємної зв'язаності електричних і механічних процесів, які виникають в п'єзокерамічних середовищах елементів випромінювачів при їх роботі внаслідок притаманного цим середовищам п'єзоефекту.

Механізм п'єзоефекту пояснюється змінами дипольних моментів елементарних комірок кристалічних решіток п'єзокерамічного середовища в результаті зміщення зарядів під дією механічних напружень або переміщення зарядів, тобто деформацією положення комірок при дії електричного поля на елементарні заряди в комірках. До того ж взаємопов'язаності електронних та механічних процесів в п'єзокерамічних середовищах в значній мірі визначаються характерами організації електричних та акустичних навантажень випромінювачів, утворених із цих середовищ.

В той же час для інженерних розрахунків звичайно використовують спрощені одноконтурні схеми [88]. Їх побудова пов'язана з використанням методу

еквівалентних електромеханічних схем [1-8, 11-14, 60, 23-24]. Згідно з цими схемами випромінювач являє собою одноконтурну схему, яка включає електричні і механічні ланцюги, що пов'язані між собою так званим електромеханічним трансформатором. Можливість такого уявлення про розрахункову схему представлення випромінювачів обумовлена наступним. Дійсно, в випромінювачах діють електричні і механічні поля, швидкість поширення хвиль в яких відрізняється на декілька порядків. Результатом цього є різна довжина хвиль для цих полів, а , відтак, і різна хвильова довжина одного і того ж випромінювача для умов електричних полів з однієї сторони і механічних полів з іншої сторони.

Оскільки розміри випромінювачів планарної антенної решітки по відношенню до електромагнітних хвиль на його робочих частотах є малими, то електричні поля випромінювачів слід віднести до зосереджених, на відміну від їх механічних та акустичних полів, які є розподіленими в просторі. Завдяки наведеній спрощеній схемі побудови випромінювачів перерахунок механічного ланцюга схеми випромінювача на його електричну сторону приводить до того, що електрична схема заміщення випромінювачів являє собою паралельне з'єднання двох гілок. Перша гілка описує електричну частину випромінювача і для п'єзокерамічного випромінювача базується на електричних процесах, які діють в п'єзокерамічних середовищах. Друга гілка описує динамічну поведінку випромінювачів планарної антенної решітки, обумовлену взаємодією між собою електричних, механічних та акустичних процесів, які виникають при роботі випромінювачів в антенній решітці. При побудові схем заміщення основна складність полягає у визначенні параметрів саме цих динамічних гілок, оскільки вони є результатом взаємодії всіх названих вище фізичних полів.

В гідроакустиці проблема енергетичного узгодження генераторних пристроїв з випромінювачами антенних решіток існує давно і, на жаль, не знайшла свого остаточного розв'язку. Їй присвячена певна кількість публікацій, найбільший перелік яких наведено в роботі [30]. Згідно з ними, для кожного з п'єзокерамічних випромінювачів в антенній решітці характерна наявність значної електричної ємності $C_n^{(s)}$. Цій ємності відповідає реактивна потужність $P_p^{(s)}$, яку випромінювач

споживає при своїй роботі в середовищі. При цьому споживана активна потужність $P_a^{(s)}$ відображується в схемі активним опором $R_n^{(s)}$. Ємність $C_n^{(s)}$ та опір $R_n^{(s)}$ складають основу схем заміщення. Ці компоненти можливо з'єднати паралельно або послідовно, створюючи паралельну (рис. 4.1, а) або послідовну (рис. 4.1, б) схеми заміщення. На вхід цих схем подається потрібна для випромінювача електрична напруга $\psi_0^{(s)}$. Вважатимемо, що кожен з M випромінювачів антенної решітки підключений до власного випромінюючого тракту. За цієї умови кількість таких схем та випромінюючих трактів буде відповідати кількості випромінювачів, що входять до складу антенної решітки.

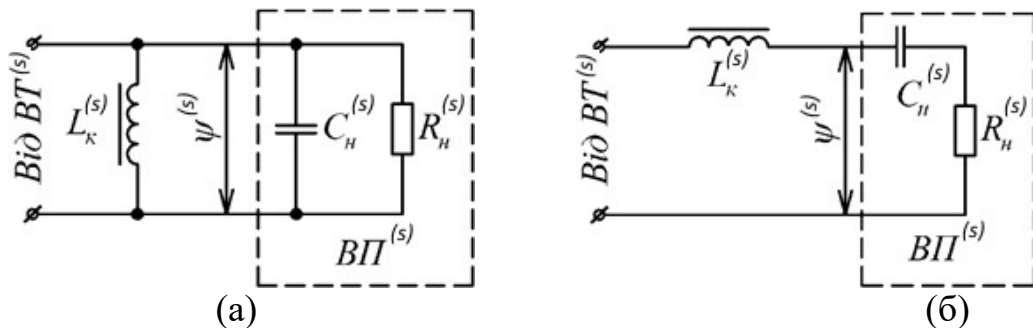


Рис. 4.1. Електричні схеми заміщення випромінювача.

Наявність ємності $C_n^{(s)}$ приводить до споживання від випромінюючого тракту значного ємнісного струму, який перевантажує випромінюючий тракт та всі лінії комунікацій. Для усунення цього недоліку або зменшення його впливу ємність $C_n^{(s)}$ компенсують штучно створеною компенсуючою індуктивністю $L_k^{(s)}$.

Активний опір $R_n^{(s)}$ має дві складові. Одна з них відповідає акустичній потужності $P_{ак}^{(s)}$, яка випромінюється в оточуюче випромінювач середовище. Друга складова відображає неминучі втрати потужності, які мають місце в випромінювачі в процесі електромеханоакустичного перетворення енергії. Оскільки нас цікавить вплив кожного s -го випромінювача на свій випромінюючий тракт, в подальшому не будемо виділяти із величини $R_n^{(s)}$ ці дві складові.

Відомо, що в системі «електричний генератор – випромінювач» максимальна потужність на навантаженні виділяється в тому випадку, коли внутрішній опір генератора і опір навантаження мають рівні значення. Тому для того, щоб

забезпечити умови узгодження генератора з випромінювачем, потрібно перш за все знати вхідний електричний опір випромінювача.

Виходячи із результатів досліджень, наведених в розділах 2 і 3, еквівалентну схему випромінювача (рис. 4.1) слід уточнити, розглядаючи ємність $C_n^{(s)}$ та опір $R_n^{(s)}$ як ємність та опір діелектричних втрат в статичному (загальмованому) стані п'єзокерамічного випромінювача. До їх паралельного з'єднання (рис. 4.1, а) слід додати паралельно включений динамічний опір $Z_n^{(s)}$, який відображує вплив уявної механічної частини випромінювача на його уявну електричну частину. Цей динамічний опір також складається із активної і реактивної частин. До того ж, як свідчать результати досліджень, наведених в попередніх розділах, характер реактивної складової динамічного навантаження може принципово змінюватись в залежності від частотного діапазону роботи та конструктивного виконання випромінювачів антенної решітки.

Як вже відмічалось, незважаючи на те, що узгодження генераторних пристроїв з випромінювачами антенних решіток є значною проблемою гідроакустики, питанню дослідження електричних полів п'єзокерамічних випромінювачів не було приділено достатньої уваги. Частково це можливо пояснити тим, що методи розрахунків п'єзокерамічних випромінювачів, в яких можливе врахування взаємодії електричних, механічних та акустичних полів, були недостатньо розвинуті. Тому при дослідженні електричних полів випромінювачів антенних решіток до уваги приймалось лише те, що складові електричних опорів випромінювачів не були назавжди визначеними величинами, а залежали від ряду факторів і були по своїй суті змінними величинами.

Основними з цих факторів були:

- гідростатичний тиск, при якому працюють випромінювачі: він визначається робочою глибиною, яка в процесі роботи може змінюватися;
- частота власних коливань випромінювачів, яка може змінюватися в процесі роботи для отримання необхідних характеристик від системи випромінювання звуку і визначається частотою напруги, яка надається від генераторного пристрою;
- положення випромінювача в антенній решітці;

- певні технологічні нестабільності, які виникають в процесі виготовлення антени.

Саме цим факторам та їх впливу на електричні поля випромінювачів була приділена увага в роботах [35, 60, 68, 114]. В них визначались активна та реактивна складові вхідного електричного опору випромінювачів при послідовній та паралельній схемах заміщення. Одержані в цих роботах вирази використовувалися для розрахунків компенсації реактивних складових вхідних опорів випромінювачів.

Суттєвий прорив у визначенні вхідних електричних опорів п'єзокерамічних перетворювачів при їх самостійній роботі був зроблений О.М. Петріщевим в його роботі [111]. В результаті для циліндричних та сферичних п'єзокерамічних оболонок були отримані розрахункові співвідношення та визначені частотні залежності електричних імпедансів. Теоретичні результати підтверджені добре поставленими експериментами.

Виходячи із наведеного, в якості досліджуваних характеристик електричного поля антенної решітки приймемо наступні: активну і реактивну складові електричного струму, який подається від генератора на випромінювач при його збудженні; активну і реактивну складові вхідного електричного опору випромінювача. Зауважимо, що перші характеризують ефективність збудження коливань п'єзокерамічної оболонки випромінювача [49, 60], другі є важливими для забезпечення можливості узгодження роботи генератора з випромінювачем у випромінюючому тракті гідроакустичної апаратури [98].

Визначимо аналітичні вирази, згідно з якими будуть виконуватись числові розрахунки частотних залежностей наведених характеристик. Перш за все до цих виразів відносяться базові вирази, наведені в розділі 1. Далі вони повинні бути доповнені новими співвідношеннями, пов'язаними з особливостями технічної реалізації окружної та радіальної поляризацій в випромінювачах антенної решітки.

У випадку окружної поляризації п'єзокерамічна оболонка s-го випромінювача антенної решітки утворюється шляхом жорсткого з'єднання між собою $N^{(s)}$ п'єзокерамічних призм (рис. 1.3, б), електрично включених паралельно. Останнє забезпечує збудження кожної призми однаковою електричною напругою $\psi_0^{(s)}$,

завдяки чому повний електричний струм $I^{(s)}$, який надходить від генератора до випромінювача, дорівнює сумі струмів $I_j^{(s)}$, що діють у зовнішньому ланцюзі j -тої п'єзокерамічної призми s -го випромінювача:

$$I^{(s)} = \sum_{j=1}^{N^{(s)}} I_j^{(s)}, \quad (4.1)$$

Як було встановлено в попередніх розділах, робота випромінювачів у складі антенної решітки руйнує радіальну симетрію їх радіаційного навантаження. Наслідком цього стала поява, крім нульової, наступних мод радіальних коливань, які на окремих частотах стали порівняними по величині з нульовою модою. Це призвело до того, що кутовий розподіл коливань по поверхні випромінювачів став неоднорідним, а відтак, з'явилася необхідність у відповідній прив'язці величини струму, який забезпечує коливання кожної призми, до кутового положення цих призм в циліндричній оболонці s -го випромінювача.

У зв'язку з викладеним вираз (4.1) для електричного струму $I^{(s)}$ приймає вигляд:

$$I^{(s)} = S_{en}^{(s)} \sum_{j=1}^{N^{(s)}} \frac{\partial D_{\varphi j}^{(s)}}{\partial t}, \quad (4.2)$$

де $S_{en}^{(s)}$ – площа електрода на одиницю висоти s -го випромінювача, нанесеного на пласку поверхню призми; $D_{\varphi j}^{(s)}$ – електрична індукція j -тої призми s -го випромінювача. Згідно з роботою [49], при окружній поляризації в s -й циліндричній сегментованій оболонці для j -тої призми нескінченної довжини радіальна $D_{rj}^{(s)}$, осьова $D_{zj}^{(s)}$ та окружна $D_{\varphi j}^{(s)}$ складові електричної індукції визначаються виразами:

$$D_{rj}^{(s)} = 0; \quad D_{zj}^{(s)} = 0; \quad D_{\varphi j}^{(s)} = \varepsilon_{33j}^{(s)} E_{\varphi j}^{(s)} + e_{31j}^{(s)} (\varepsilon_{rrj}^{(s)} + \varepsilon_{zzj}^{(s)}) + e_{33j}^{(s)} \varepsilon_{\varphi\varphi j}^{(s)},$$

де $\varepsilon_{rrj}^{(s)} = \frac{\partial w^{(s)}}{\partial r}$; $\varepsilon_{zzj}^{(s)} = 0$; $\varepsilon_{\varphi\varphi j}^{(s)} = \frac{1}{r^{(s)}} \frac{\partial u^{(s)}}{\partial \varphi} + \frac{w^{(s)}}{r^{(s)}}$. Тоді:

$$\frac{\partial D_{\varphi j}^{(s)}}{\partial t} = -i\omega \left\{ -\varepsilon_{33j}^{(s)} \frac{\psi_0^{(s)} N^{(s)}}{2\pi r_0^{(s)}} + \frac{e_{33j}^{(s)}}{r_0^{(s)}} \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} i n u_n^{(s)} e^{in2\pi j/N^{(s)}} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} w_n e^{in2\pi j/N^{(s)}} \right] \right\} \quad (4.3)$$

З урахуванням (4.3) повний струм в ланцюгу збудження випромінювача може бути розрахований згідно із співвідношеннями:

$$I^{(s)} = -i\omega S_{el}^{(s)} \left\{ -\varepsilon_{33}^{S(s)} \frac{\psi_0^{(s)} (N^{(s)})^2}{2\pi r_0^{(s)}} + \frac{e_{33}^{(s)}}{r_0^{(s)}} \sum_{j=1}^{N^{(s)}} \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} i n u_n^{(s)} e^{in2\pi j/N^{(s)}} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} w_n e^{in2\pi j/N^{(s)}} \right] \right\}, \quad (4.4)$$

оскільки всі призми, що утворюють оболонку, однакові по своїм електричним параметрам $\varepsilon_{33j}^{S(s)} = \varepsilon_{33}^{S(s)}$; $e_{33j}^{(s)} = e_{33}^{(s)}$.

Вхідний електричний імпеданс $Z_{el}^{(s)}$ s -го випромінювача визначається за законом Ома:

$$Z_{el}^{(s)} = \frac{\psi_0^{(s)}}{I^{(s)}}, \quad (4.5)$$

Аналіз одержаного виразу (4.4) підтверджує раніше зроблений висновок про те, що струм збудження s -го випромінювача включає дві складові – ємнісну, якій відповідає перший доданок, та динамічну, яка описується другим доданком. Саме відсутність розрахункового виразу для динамічного струму випромінювачів у складі антенної решітки не дозволяла раніше при проектуванні одержати розрахункові дані, адекватні реальній ситуації, необхідні для узгодження генераторів з випромінювачами в заданому діапазоні робочих частот. Нагадаємо, що необхідні для розрахунків коефіцієнти $u_n^{(s)}$ та $w_n^{(s)}$ визначаються для випромінювачів з окружною поляризацією в результаті розв'язку нескінчених систем лінійних алгебраїчних рівнянь виду (1.16).

У варіанті виконання випромінювачів з радіальною поляризацією вони складаються із суцільної п'єзокерамічної оболонки, на зовнішню та внутрішню поверхні якої наносяться електроди. В цьому випадку електричний струм збудження s -го випромінювача згідно з рівнянням вимушеної електростатики визначається виразом:

$$I^{(s)} = \int_{S_{el}^{(s)}} \frac{\partial D_r^{(s)}}{\partial t} dS_{el}^{(s)}, \quad (4.6)$$

де $dS_{en}^{(s)} = r_0^{(s)} d\varphi^{(s)}$ – елемент площі електрода, обрахованого по середньому радіусу $r_0^{(s)}$ п'єзокерамічної оболонки s -го випромінювача на одиницю висоти, $D_r^{(s)}$ – електрична індукція циліндричної п'єзокерамічної оболонки з радіальною поляризацією. Згідно з роботою [49] при радіальній поляризації в циліндричній п'єзокерамічній оболонці нескінченної довжини радіальна $D_r^{(s)}$, осьова $D_z^{(s)}$ та окружна $D_\varphi^{(s)}$ складові електричної індукції будуть визначатися виразами:

$$\begin{aligned} D_r^{(s)} &= \varepsilon_{33}^{(s)} E_r^{(s)} + e_{31}^{(s)} (\varepsilon_{\varphi\varphi}^{(s)} + \varepsilon_{zz}^{(s)}) + e_{33}^{(s)} \varepsilon_{rr}^{(s)}; D_\varphi^{(s)} = 0; D_z^{(s)} = 0; \\ \varepsilon_{rr}^{(s)} &= \frac{\partial w^{(s)}}{\partial r}; \varepsilon_{rr}^{(s)} = \frac{\partial w^{(s)}}{\partial r}; \varepsilon_{\varphi\varphi}^{(s)} = \frac{1}{r^{(s)}} \frac{\partial u^{(s)}}{\partial \varphi} + \frac{w^{(s)}}{r^{(s)}}; \end{aligned} \quad (4.7)$$

При цьому напруженість електричного поля становить $E_r^{(s)} = -\psi_0^{(s)} / h^{(s)}$. Тоді повний струм збудження випромінювача з радіальною поляризацією його п'єзокерамічної оболонки може бути обрахований згідно з виразом:

$$I^{(s)} = -i\omega \int_0^{2\pi} \left[-\varepsilon_{33}^{(s)} \frac{\psi_0^{(s)}}{h^{(s)}} + \frac{e_{31}}{r_0^{(s)}} \left(\sum_{n=-\infty}^{\infty} i n u_n^{(s)} e^{in\varphi^{(s)}} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} w_n^{(s)} e^{in\varphi^{(s)}} \right) \right] r_0^{(s)} d\varphi^{(s)} \quad (4.8)$$

Як і раніше, вхідний електричний імпеданс s -го випромінювача незалежно від його поляризації визначається законом Ома. Аналіз виразу (4.8) свідчить про те, що і в цьому випадку струм збудження випромінювача складається із ємнісної та динамічної, обумовленої п'єзострикцією, складових. Саме відсутність виразів для останньої і обумовлювала невідповідність розрахункових даних в схемах заміщення при виборі елементів узгодження вихідного опору генератора з вхідним опором відповідного йому випромінювача в реальних технічних системах. Необхідні для розрахунків величини струму $I^{(s)}$ коефіцієнти $u_n^{(s)}$ та $w_n^{(s)}$ в співвідношенні (4.8) для випромінювачів з радіальною поляризацією є результатами розв'язку нескінченних систем лінійних алгебраїчних рівнянь виду (1.20).

Для встановлення закономірностей поведінки властивостей електричних полів планарної антенної решітки від особливостей конструктивного виконання її та випромінювачів у її складі досліджувались частотні залежності активних та реактивних складових електричного струму та вхідного електричного опору від:

– типу виконання конструкцій випромінювачів – силової чи компенсованої та фізичних характеристик середовищ, що заповнюють внутрішню порожнину випромінювачів;

- кількості випромінювачів в антенній решітці та її розмірів;
- складу застосованої в конструкції п'єзокераміки та характеру її поляризації;
- діаметру та товщини п'єзокерамічних оболонок випромінювачів.

Для забезпечення можливості фізичного обґрунтування одержаних закономірностей в поведінці властивостей електричних полів планарних антенних решіток та встановлення їх зв'язку з властивостями механічних полів усі числові розрахунки виконувались для таких же значень параметрів та характеристик елементів конструкцій антенних решіток, які наведені в розділі 2. Характеристики досліджуваних матеріалів, умови та порядок розрахунку обираються відповідно розділу 2.

4.2. Властивості електричних полів плоских антен, утворених із циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів силової конструкції

В попередніх розділах були детально охарактеризовані властивості механічних та акустичних полів планарних антенних решіток, що складаються з випромінювачів силової конструкції. Визначимо тепер кількісні дані та особливості впливу на електричні поля антенної решітки використання у її складі випромінювачів силової конструкції. Як і раніше, при дослідженні цих питань розрахунки частотних залежностей електричного струму та вхідного електричного опору випромінювачів у складі антенної решітки виконувались для наступних значень:

– параметри випромінювача: $r_{os} = 0,068 \text{ м}$; $h_s = 0,008 \text{ м}$; $H_s = 0,05 \text{ м}$; п'єзокераміка ЦТБС-3; окружна поляризація; внутрішня порожнина заповнена вакуумом або повітрям при нормальному атмосферному тиску; підведена напруга $\psi_0^{(s)} = 200 \text{ В}$.

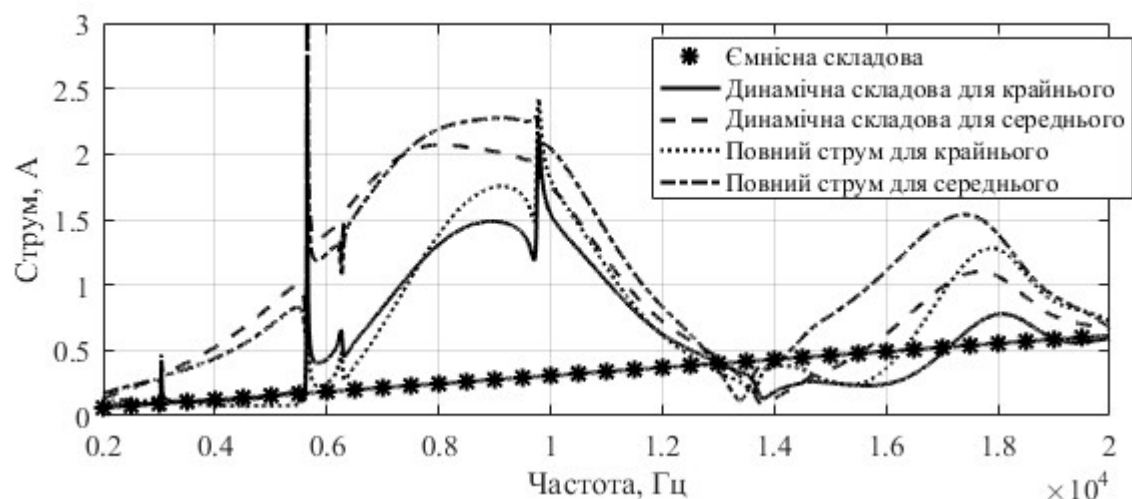
– параметри решітки: кількість випромінювачів $M = 3$; відстань між поздовжніми вісями $l_{qs} = 0,147$ м.

Аналіз частотних залежностей амплітуд та фаз електричних струмів випромінювачів силової конструкції у складі планарної антенної решітки (рис. 4.2, 4.3, 4.4) дозволяє встановити наступне. Повні струми в ланцюгах збудження випромінювачів планарної антенної решітки суттєво відрізняються між собою у всьому частотному діапазоні. При цьому струми крайніх випромінювачів однакові. Не відрізняються між собою і ємнісні складові повних струмів всіх випромінювачів. Це обумовлено тим, що оболонки всіх випромінювачів антенної решітки ідентичні.

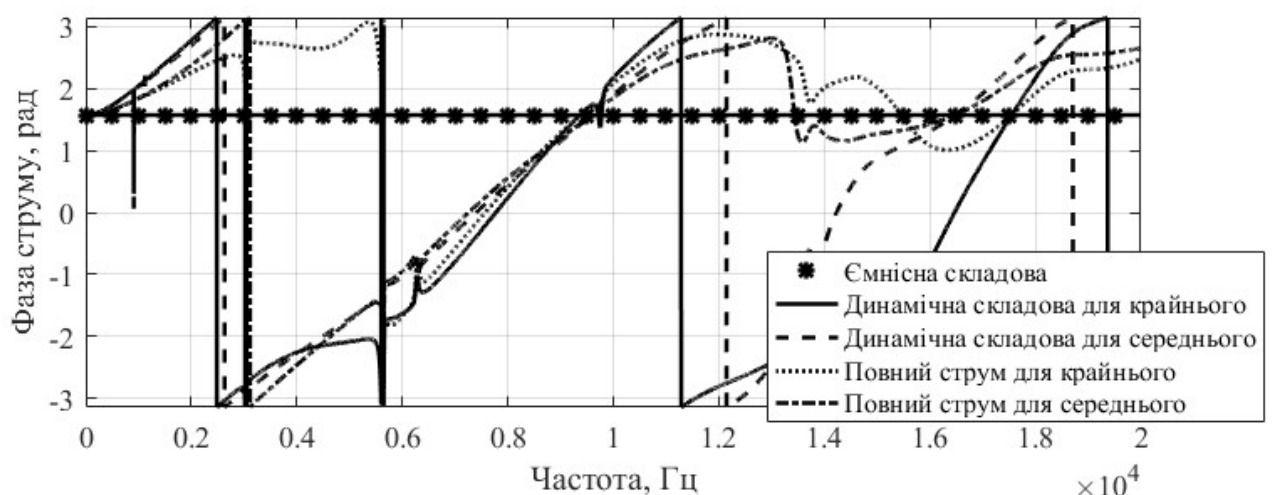
Окрім того, порівняння частотних залежностей струму випромінювачів, що працюють у складі антенної решітки, з частотною залежністю струму одиночного випромінювача свідчить, що ємнісна складова в усіх випадках є однаковою, що є природнім, оскільки згідно виразу (4.4) вона визначається лише розмірами випромінювача та характеристикам п'єзокерамічного матеріалу його активного елемента. В повному струмі, як і раніше, можливо виділити три частотні області: низькочастотну ($f < 5500$ Гц), резонансну ($5500 < f < 14000$ Гц) та високочастотну ($f > 14000$ Гц). В низькочастотній області амплітуда повного струму із зростанням частоти поступово підвищується. Це обумовлено тим, що амплітуда ємнісного струму підвищується пропорційно частоті, а фаза залишається незмінною. В той же час в цій області амплітуди динамічного струму всіх випромінювачів теж зростають, але не лінійно від частоти та маючи спочатку менші, а потім більші значення, ніж ємнісний струм. Як і при дослідженні інших полів, в низькочастотній області електричного струму спостерігається ряд додаткових резонансів. На фазовій характеристиці вони відображені різкими змінами фази та переходом її через вісь частот. Наведений аналіз свідчить про те, що в низькочастотній області зміни амплітуди повного струму в зовнішніх ланцюгах випромінювачів планарної антенної решітки здійснюються згідно з закономірностями змін і ємнісного, і динамічного струмів.

В резонансній області поведінка повного струму суттєво змінюється. Ці зміни полягають в тому, що амплітуда повного струму спочатку зростає, досягаючи резонансного піку, а потім спадає. Тут також спостерігається ряд додаткових резонансів, амплітуда яких значно перевищує амплітуду основного резонансу випромінювачів. Фаза повного та динамічного струмів поступово змінює свій характер з індуктивного на ємнісний.

Аналіз кривих рис. 4.2, а свідчить, що амплітуда ємнісного струму в цій області пропорційна частоті, а фаза не змінюється. В той же час для всіх випромінювачів антенної решітки ці амплітуди в $5 \div 7$ разів менші порівняно з амплітудами динамічних струмів.



а)



б)

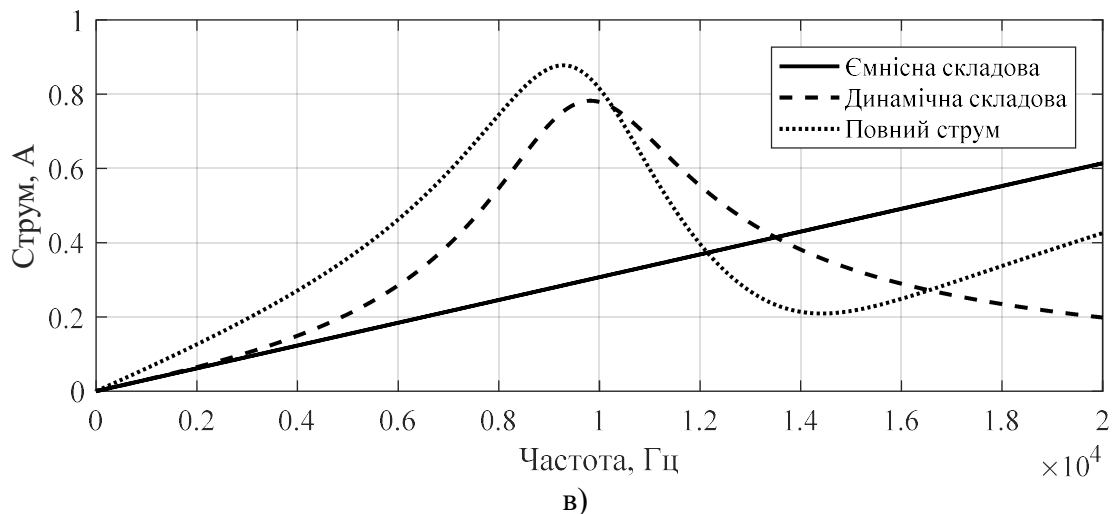


Рис. 4.2. Частотні залежності амплітуди (а) та фази (б) повного струму та його ємнісної та динамічної складових вакуумованих випромінювачів у складі антенної решітки та одиночного випромінювача (в)

На відміну від низькочастотної області в резонансній області амплітуди динамічних струмів випромінювачів набувають резонансного характеру, значно збільшуючись порівняно з найбільшими амплітудами динамічного струму в низькочастотній області.

При цьому необхідно зауважити, що встановлені в підрозділі 2.2 зміни в поведінці коливальної швидкості випромінювачів у складі антенної решітки (рис. 2.1), обумовлені порушенням радіальної симетрії їх радіаційного навантаження, знайшли своє відображення і в поведінці динамічних струмів цих випромінювачів, створивши додаткові резонансні викиди великої амплітуди в їх резонансних областях. Наведений аналіз свідчить про те, що в резонансній області поведінка повного струму диктується закономірностями змін динамічного струму.

Поведінка повного струму випромінювачів в високочастотній області теж має певні особливості. Існує ряд частот, на яких амплітуди динамічних струмів менші ніж ємнісних. Характер поведінки частотного розподілу як повних струмів, так і його динамічних складових, як і у випадку низькочастотної та резонансної областей, визначається поведінкою коливальної швидкості на поверхні випромінювача в цій області (рис. 2.1). Амплітуда ємнісного струму в цій області продовжує зростати пропорційно частоті, а його фазочастотна характеристика залишається незмінною і має ємнісний характер. В той же час і динамічний, і повний струми в

високочастотній області втрачають свою амплітуду із збільшенням частоти, а фаза повного струму стає близькою до фази ємнісного струму. Аналіз фазочастотної характеристики повного струму свідчить про те, що вона має ємнісний характер у всьому діапазоні частот високочастотної області, в той час як динамічний струм має перехід через нуль в кінці високочастотної області. При подальшому збільшенні частоти поведінка повних струмів визначається закономірностями зміни ємнісних струмів. Таким чином, в досліджуваному частотному діапазоні зміни повних струмів, які створюють генератори в зовнішніх ланцюгах випромінювачів планарної антенної решітки, визначається закономірностями поведінки ємнісних та динамічних струмів сумісно в низькочастотній області, тільки динамічних струмів – в резонансній області, і тільки ємнісних струмів – в високочастотній області.

Аналіз частотних залежностей модулів вхідних електричних опорів випромінювачів силової конструкції у складі планарної антенної решітки свідчить про те, що опори крайніх (рис. 4.3, а) та середнього (рис. 4.3, б) випромінювачів в решітці суттєво відрізняються між собою. У крайніх випромінювачів частотна залежність опору більш нерівномірна. Як відмічалось раніше, така поведінка пов'язана з тим, що у цих випромінювачів порушення радіальної симетрії радіаційного навантаження сильніше, ніж у центральних. Найбільше ця різниця виражена на низьких частотах. За загальною поведінкою опори випромінювачів ведуть себе практично як конденсатори з втратами, оскільки із зростанням частоти ємнісний опір випромінювачів зменшується і досягає мінімального значення поблизу деякої частоти f_1 .

При переході з низькочастотної області в резонансну область нерівномірність частотної характеристики опорів крайніх випромінювачів зменшується і стає подібною до опору центрального випромінювача. В кінці резонансної області спостерігається підвищення амплітуди повного опору, що відповідає провалу в частотній характеристиці струму на цих частотах.

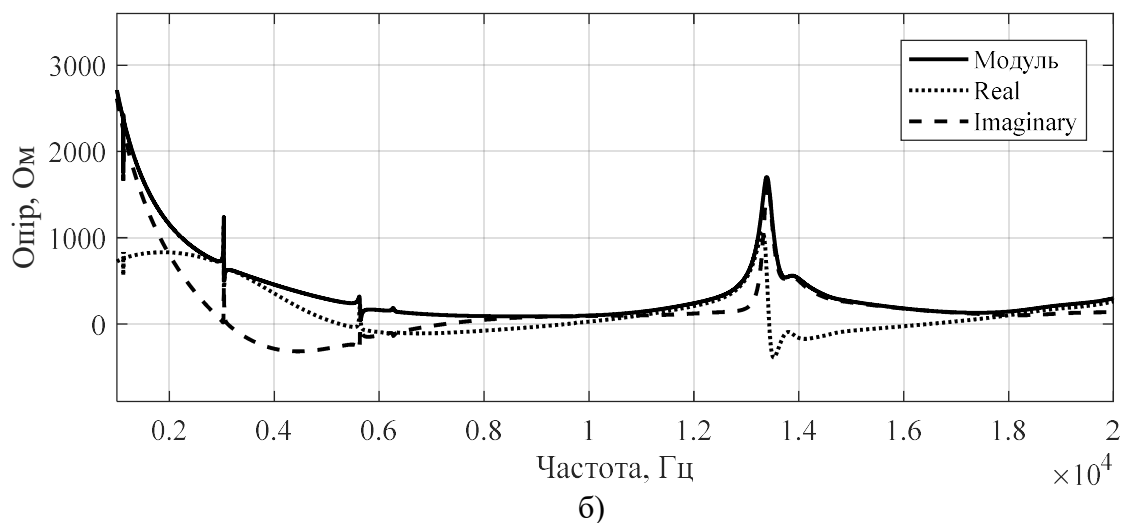
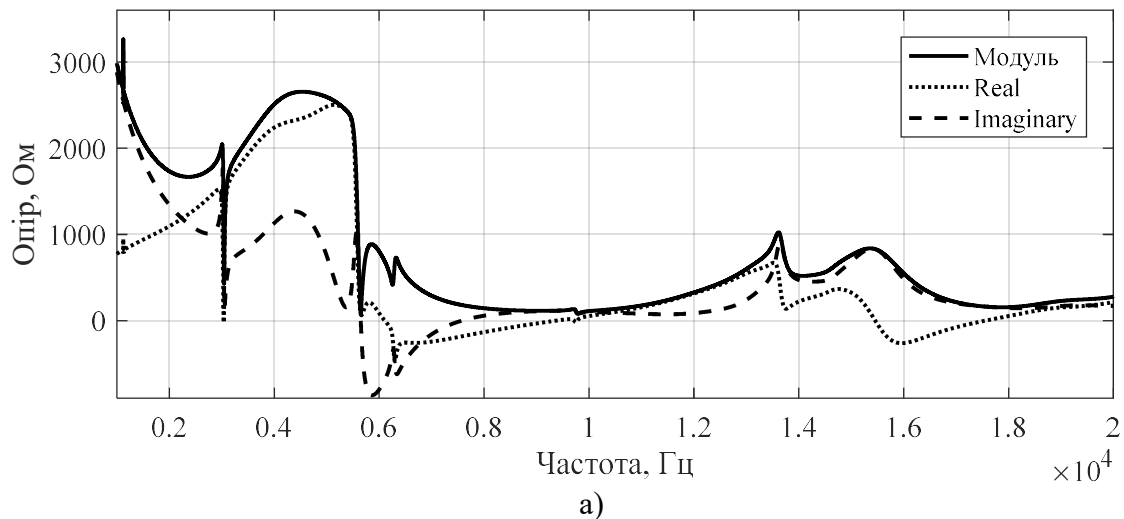


Рис. 4.3. Частотна залежність опорів крайнього (а) та середнього (б) вакуумованих випромінювачів

Аналіз активної частини вхідних електричних опорів (рис. 4.3) показує, що для випромінювачів в області низьких частот вони мають великі значення і поступово спадають до частоти найбільшого додаткового резонансу системи. У крайніх випромінювачів в цій частотній області опір зростає, а при досягненні частоти найбільшого додаткового резонансу різко спадає. Як для крайніх, так і для середніх випромінювачів при перетині частот найбільшого додаткового резонансу активний опір стає від'ємним і залишається таким до частоти основного механічного резонансу випромінювача, після чого знову стає додатнім. При переході з резонансної в область високих частот активний опір різко (на кілька порядків) зростає, формуючи резонансну область, після чого знову суттєво зменшується і знову стає від'ємним в деяких частотних областях. Від'ємні значення

у середніх випромінювачів зберігаються до середини високочастотної області. Особливістю цієї області є її вузька резонансна смуга. Саме високі значення величини активного опору обумовлюють близькі до нуля значення повного струму у зовнішніх ланцюгах випромінювачів в цій резонансній області (рис. 4.2, а).

Реактивна складова вхідних електричних опорів випромінювачів антенної решітки (рис. 4.3) характеризує реактивну потужність, яка відбирається випромінювачами від генераторів при випромінюванні звуку в середовище. Практично у всьому частотному діапазоні вона має ємнісний характер за виключенням ряду частот в низькочастотній області для середнього випромінювача, де її характер стає індуктивним, а при переході в резонансну область - знову ємнісним. Для крайніх випромінювачів поведінка реактивної складової у всьому діапазоні частот низькочастотної області, як і активної складової, є дуже нерівномірною. В області найбільшого додаткового резонансу системи вона також набуває індуктивного характеру, але швидко повертається до ємнісного на початку резонансної області. Реактивна складова також приймає участь у формуванні резонансної області на межі резонансної та високочастотних областей.

Наведений аналіз частотних залежностей вхідних електричних опорів випромінювачів у складі планарних антенних решіток свідчить про появу ряду цікавих ефектів, які на перший погляд можуть здатись парадоксальними. Як видно з поведінки кривих на рис. 4.3, в певних діапазонах частот випромінювачі у складі антенної решітки характеризуються від'ємними значеннями активних опорів. Це означає, що випромінювачі антенної решітки одночасно працюють в двох режимах - режиму поглинання електричної енергії від своїх генераторних пристроїв і в режимі виробництва електричної енергії завдяки поглинанню енергії із акустичного поля решітки. Самі по собі такі факти відомі давно і досліджені в ряді робіт для різних умов роботи випромінювачів [39, 42, 98, 75, 76, 85].

Поява цих ефектів при роботі випромінювачів у складі планарної антенної решітки викликана тим, що в цих частотних діапазонах випромінювачі акустичної енергії перетворились в поглиначів енергії акустичного поля, створюваної випромінювачами планарної антенної решітки в оточуючому її середовищі. Як було

встановлено вище, в планарній антенній решітці робота п'єзокерамічних випромінювачів циліндричного типу має дві особливості. По-перше, електрична енергія, створювана генераторами, «закачується» в випромінювачі тільки на «нульовій» моді їх механічних коливань, оскільки в електричному відношенні п'єзокерамічний циліндричний випромінювач з окружною та радіальною поляризаціями, що розглядаються, мають радіальну симетрію електричного поля. І, по-друге, розміщення п'єзокерамічних випромінювачів у складі планарної антенної решітки порушує радіальну симетрію їх радіаційного навантаження створюваним решіткою акустичним полем. Внаслідок цього порушення радіальної симетрії радіаційного навантаження випромінювачів в решітці в їх механічних полях збуджуються наступні за нульовою моди коливань, амплітуда яких, як було показано в попередніх розділах, співрозмірна або перевищує амплітуди коливань нульової моди. Таким чином, в решітці відбувається ефективний перерозподіл «закачуваної» в випромінювачі на нульовій моді їх механічних коливань електричної енергії між наступними формами механічних коливань випромінювачів решітки. У випадках, коли акустичне поле решітки в середовищі перевищує по величині акустичні поля її випромінювачів, що створюються на нульовій моді їх коливань, виникає зворотній процес «закачування» тепер уже енергії акустичного поля із зовнішнього середовища в ті чи інші випромінювачі антенної решітки. При цьому останні перетворюються в споживачів акустичної енергії, перетворюючи її в електричну знову тільки на нульовій моді механічних коливань п'єзокерамічних циліндричних випромінювачів.

Аналіз фізичних причин появи від'ємних значень активних складових електричних входних опорів випромінювачів у складі планарних антенних решіток показує, що вони мають дві складові. Перша, характерна для середніх випромінювачів, полягає в тому, що середні випромінювачі можуть перетворюватись в поглиначів акустичної енергії із оточуючого середовища, оскільки сумарна потужність крайніх випромінювачів антенної решітки перевищує потужність її середніх випромінювачів [39, 42, 98, 108]. Друга причина, характерна для всіх випромінювачів антенної решітки, пов'язана з тим, що в певних частотних

діапазонах у деяких випромінювачів завдяки появі ефективних додаткових мод коливань механічного поля повні акустичні поля антенної решітки, створені в тому числі і за участю цих мод, суттєво перевищують амплітуди акустичних полів, утворених нульовою модою коливань цих випромінювачів [53, 108, 119].

Встановлені особливості в закономірностях поведінки електричних полів п'єзокерамічних випромінювачів у складі планарних антенних решіток можливо пояснити залежністю електронних процесів, що протікають в окремих п'єзокерамічних призмах кожного випромінювача і утворюють механізми п'єзоефектів в них, від рівня механічних деформацій призм. В свою чергу ці деформації визначаються кутовим положенням призм в п'єзокерамічних оболонках випромінювачів. Результатом цієї залежності деформації призм від місця їх розташування в оболонках випромінювачів планарної антенної решітки є така ж залежність дипольних моментів елементарних комірок кристалічних решіток призм, а через них і електричних зарядів на електродах призм, внаслідок зміщення елементарних зарядів комірок під дією механічних напружень, обумовлених деформаціями.

Встановлені ефекти можуть дуже негативно вплинути на енергетичну ефективність планарних антенних решіток та суттєво ускладнити узгодження їх випромінювачів з відповідними їм генераторними пристроями.

Заповнення повітрям внутрішньої порожнини п'єзокерамічних оболонок випромінювачів силової конструкції у складі антенної решітки, як і у випадку механічних та акустичних полів, відбивається на амплітуді і фазі (рис. 4.4) повного струму в його зовнішньому ланцюзі появою дуже вузькосмугових резонансних піків.

Як і очікувано, вони знаходять своє відображення лише на частотних залежностях динамічного струму. Природньо, що ці резонансні викиди матимуть місце і на частотних залежностях всіх видів вхідного електричного опору екранованого випромінювача.

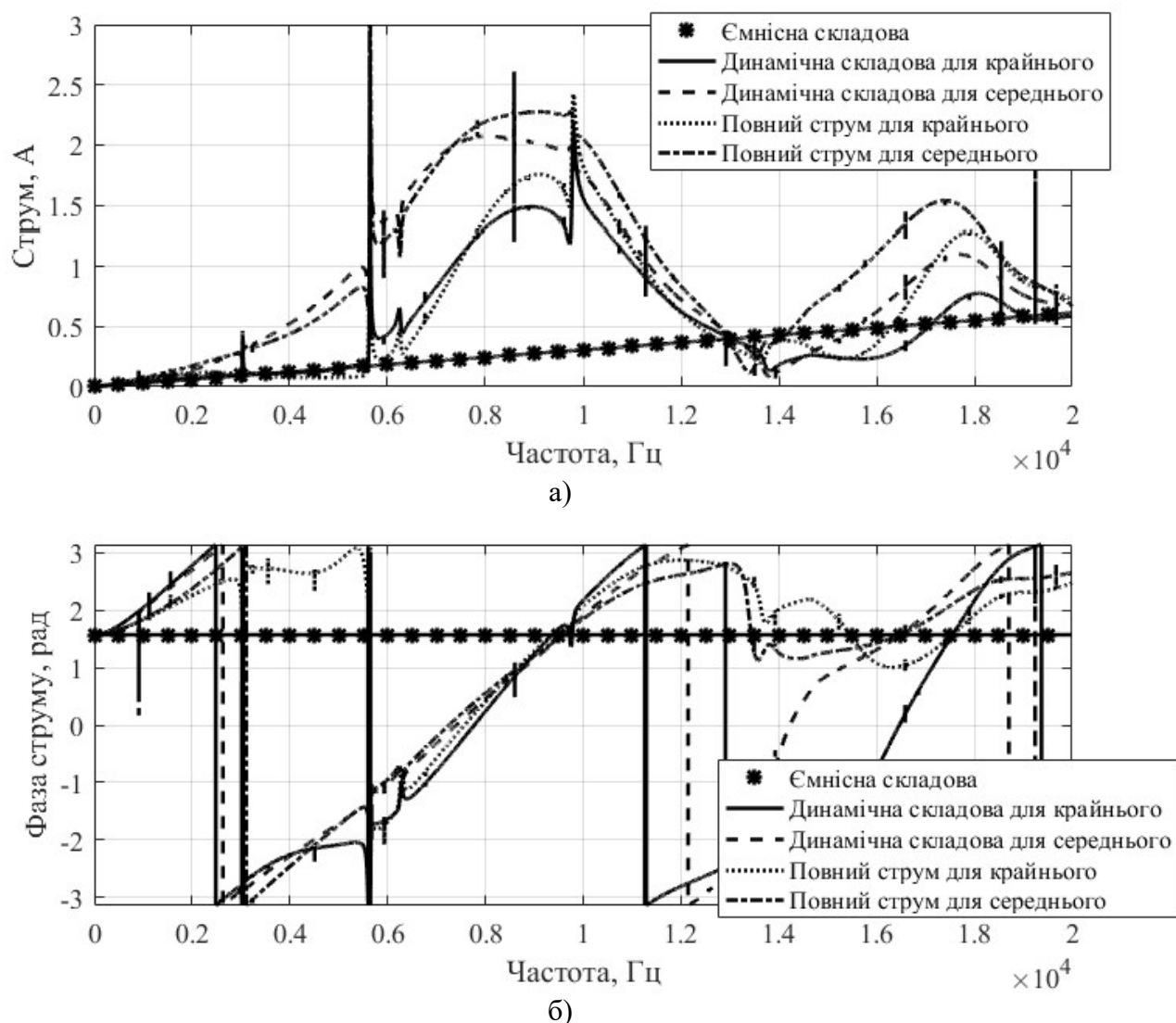


Рис. 4.4. Частотні залежності амплітуди (а) та фази (б) струму випромінювачів, заповнених повітрям, у складі антенної решітки

У зв'язку з цим певну увагу потрібно приділити тим частотам, на яких вони з'являються, оскільки, хоча і в вузьких смугах, вони змінюють ємнісний характер реактивного опору випромінювачів на індуктивний. Тим самим це унеможливорює компенсацію реактивних складових в схемах заміщення випромінювачів при роботі їх у складі планарної антенної решітки.

4.3. Властивості електричних полів плоских антен, утворених із циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів компенсованої конструкції

Дослідимо, як зміняться параметри електричних полів, коли до складу антенної решітки входять випромінювачі компенсованої конструкції. Як і у попередніх розділах, розглядатимемо наступні варіанти внутрішнього заповнення:

- внутрішня порожнина випромінювачів заповнена рідиною, густина та швидкість якої рівні рідині, що знаходиться ззовні випромінювача $\rho_s c_s = \rho c = 1.5 \cdot 10^6 \text{ кг/м}^2 \text{с}$ (вода);

- внутрішня порожнина випромінювачів заповнена рідиною, густина та швидкість якої складає величину $\rho_s c_s = 0.75 \cdot \rho c = 1.125 \cdot 10^6 \text{ кг/м}^2 \text{с}$;

- внутрішня порожнина випромінювачів заповнена рідиною, густина та швидкість якої складає величину $\rho_s c_s = 0.5 \cdot \rho c = 0.75 \cdot 10^6 \text{ кг/м}^2 \text{с}$.

Аналіз частотних залежностей амплітуд і фаз повного струму (рис. 4.5) свідчить про те, що ефективність вимушених коливань випромінювачів, обумовлена повним струмом в їх зовнішніх ланцюгах, суттєво залежить від співвідношення хвильових опорів пружних середовищ у внутрішній його порожнині ($\rho_s c_s$) і ззовні (ρc).

Як і раніше, розглянемо три частотні області: низькочастотну ($f < 5500 \text{ Гц}$), резонансну ($5500 < f < 14000 \text{ Гц}$) та високочастотну ($f > 14000 \text{ Гц}$). В області низьких частот ($f < 5500 \text{ Гц}$) частотні залежності повного струму мало відрізняються між собою як для крайніх та середніх випромінювачів, так і для випромінювачів силової та компенсованої конструкцій з різним внутрішнім заповненням. Для цієї області характерне зростання амплітуд повного струму, близьке до пропорційного відносно значень частоти. При переході в резонансну область частотна поведінка повного струму суттєво змінюється. При цьому частотні залежності повного струму крайніх та середніх випромінювачів суттєво змінюють свою форму, але, як і в низькочастотній області, мало відрізняються між собою для кожного із варіантів внутрішнього заповнення конструкцій випромінювачів. В той

же час в цій частотній області зміна фізичних параметрів рідин, що заповнюють внутрішні порожнини компенсованих конструкцій випромінювачів планарної антенної решітки, починає здійснювати свій суттєвий вплив на частотні залежності повного струму (рис. 4.6). Прояви цього впливу полягають у наступному. По-перше, зі зменшенням хвильового опору внутрішніх середовищ випромінювачів рівень амплітуд їх повних струмів зростає. Якщо при $\rho_s c_s / \rho c = 1$ він становив величину близьку до $I^{(s)} = 2 A$, то при $\rho_s c_s / \rho c = 0,5$ його величина збільшується майже до $I^{(s)} = 3 A$. По-друге, зменшення хвильового опору внутрішнього рідинного середовища випромінювачів в решітці обумовлює суттєве зменшення самої резонансної області та поступове зміщення максимальних амплітуд струмів в ту частину резонансної області, яка лежить нижче власної резонансної частоти п'єзокерамічних оболонок випромінювачів.

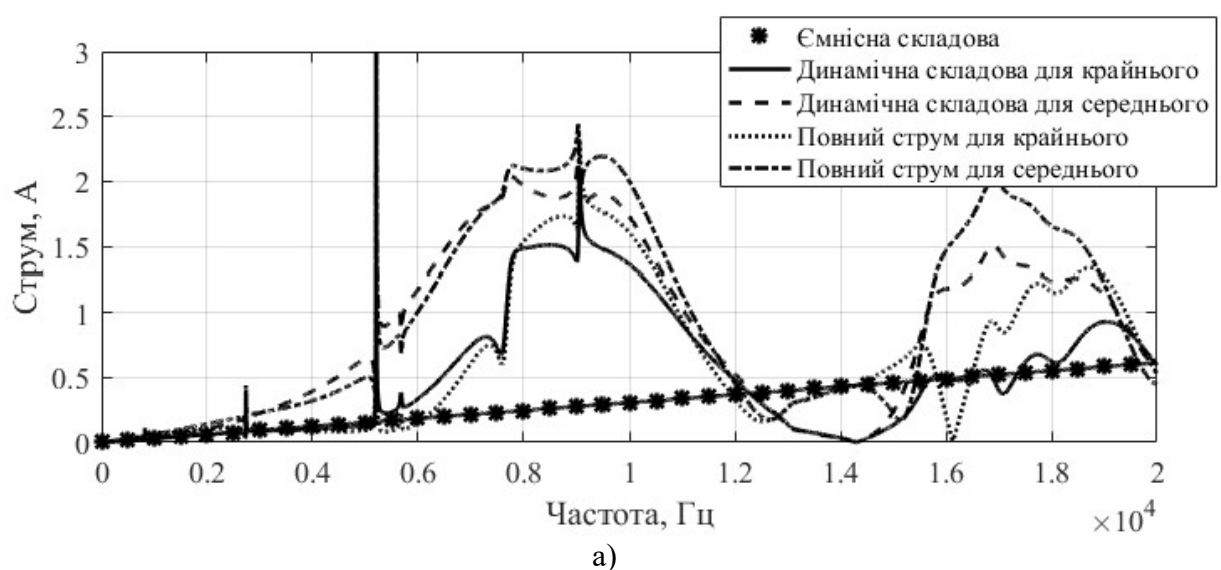
При цьому резонансна область із зменшенням $\rho_s c_s$ поступово поділяється на дві нерівні частини, ознакою яких є провал резонансної кривої в області власної резонансної частоти п'єзокерамічних оболонок випромінювачів антенної решітки. По-третє, для резонансної області характерним є те, що по мірі зменшення хвильового опору $\rho_s c_s$ відносно ρc амплітуди повних струмів середніх випромінювачів антенних решіток починають суттєво перевищувати амплітуди повних струмів крайніх випромінювачів.

Певні особливості характеризують і поведінку частотних залежностей повного струму випромінювачів у складі антенних решіток і в області високих частот. Тут, як і в інших областях, амплітуди повного струму середніх випромінювачів решіток є найбільшими, порівняно з амплітудами струмів крайніх випромінювачів, причому різниця між ними досягає двох разів. Крім того високочастотна область характеризується також тим, що максимальні амплітуди повних струмів випромінювачів компенсованої конструкції суттєво збільшуються порівняно з такими для силових конструкцій і досягають значень максимальних амплітуд, які мають місце в резонансній області.

Проаналізуємо тепер частотні залежності складових повного струму випромінювачів у складі антенної решітки. Аналіз кривих рис. 4.5 та 4.2 свідчить про те, що ємнісна складова повного струму випромінювачів як компенсованої, так і силової конструкцій мають однакові частотні залежності. По іншому і не могло бути, оскільки всі згадані випромінювачі побудовані на основі однакових п'єзокерамічних оболонок. При цьому лінійна залежність ємнісного струму для всього частотного діапазону лише в низькочастотній області близька по своїм амплітудам до амплітуд динамічної складової.

Аналіз частотних залежностей динамічної складової повного струму свідчить про те, що в випромінювачах компенсованої конструкції, на відміну від силової конструкції, саме вона керує частотною поведінкою повного струму у всіх частотних областях.

В області низьких частот саме динамічна складова повного струму забезпечує появу низькочастотних вузькосмугових резонансних викидів амплітуд струму. Частоти цих викидів відповідають частотам резонансних викидів коливальної швидкості в механічних полях випромінювачів у складі планарної антенної решітки, обумовлених появою наступних за нульовою енергетично активних мод коливань (рис. 2.1).



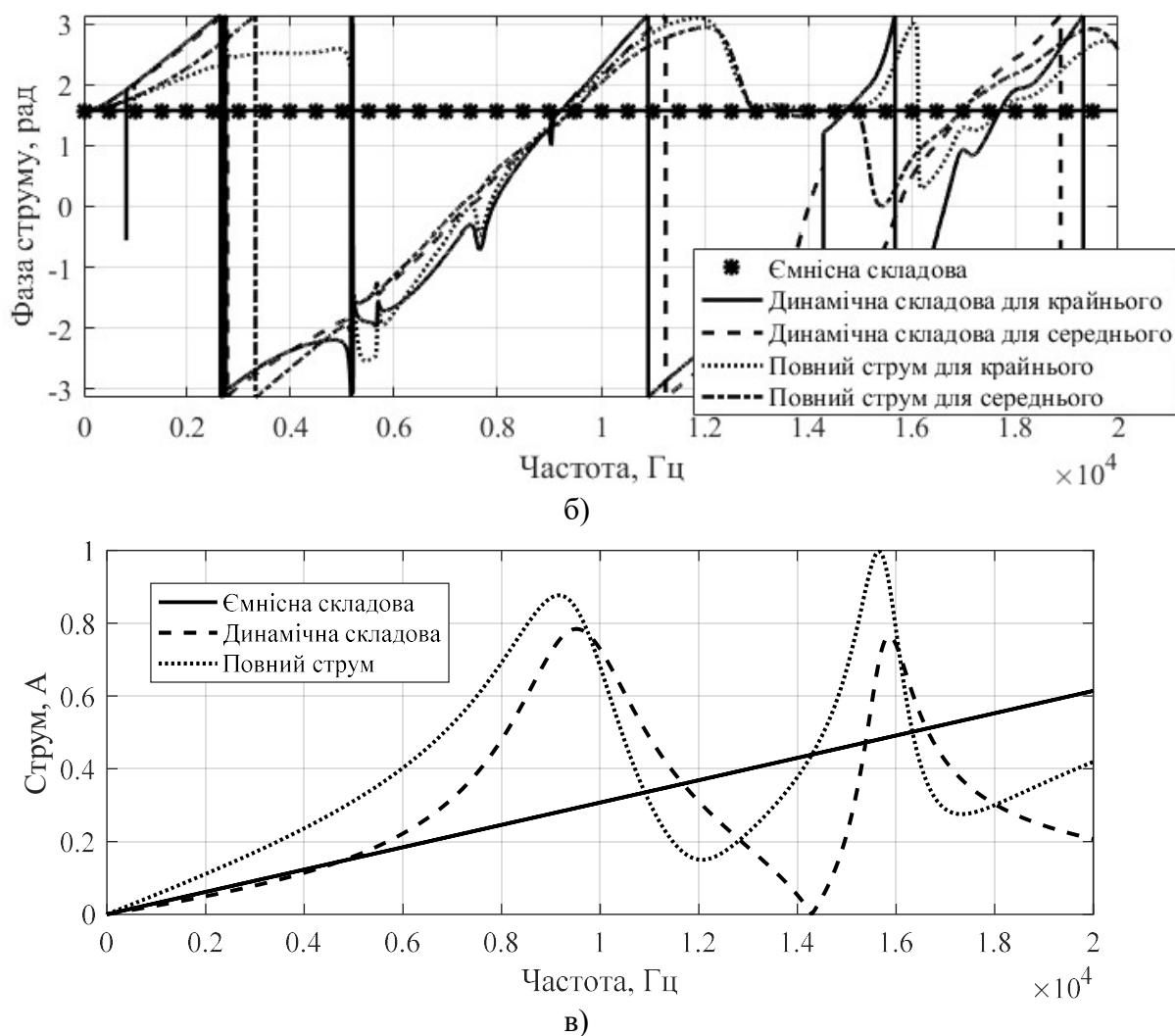


Рис. 4.5. Частотні залежності амплітуди (а) та фази (б) повного струму та його ємнісної та динамічної складових водозаповнених випромінювачів у складі антенної решітки та одиночного випромінювача (в)

При зменшенні співвідношення імпедансів внутрішнього та зовнішнього середовищ амплітуди динамічної складової повного струму стають більш нерівномірними, особливо в області високих частот. Також спостерігається зменшення амплітуди додаткових резонансних викидів в низькочастотній області та зміщення їх частот у бік високих. Описані ефекти свідчать про різні ефективності електричного збудження коливальних компенсованих випромінювачів як в різних частотних діапазонах та при різних фізичних характеристиках внутрішнього середовища, так і порівняно з силовими конструкціями.

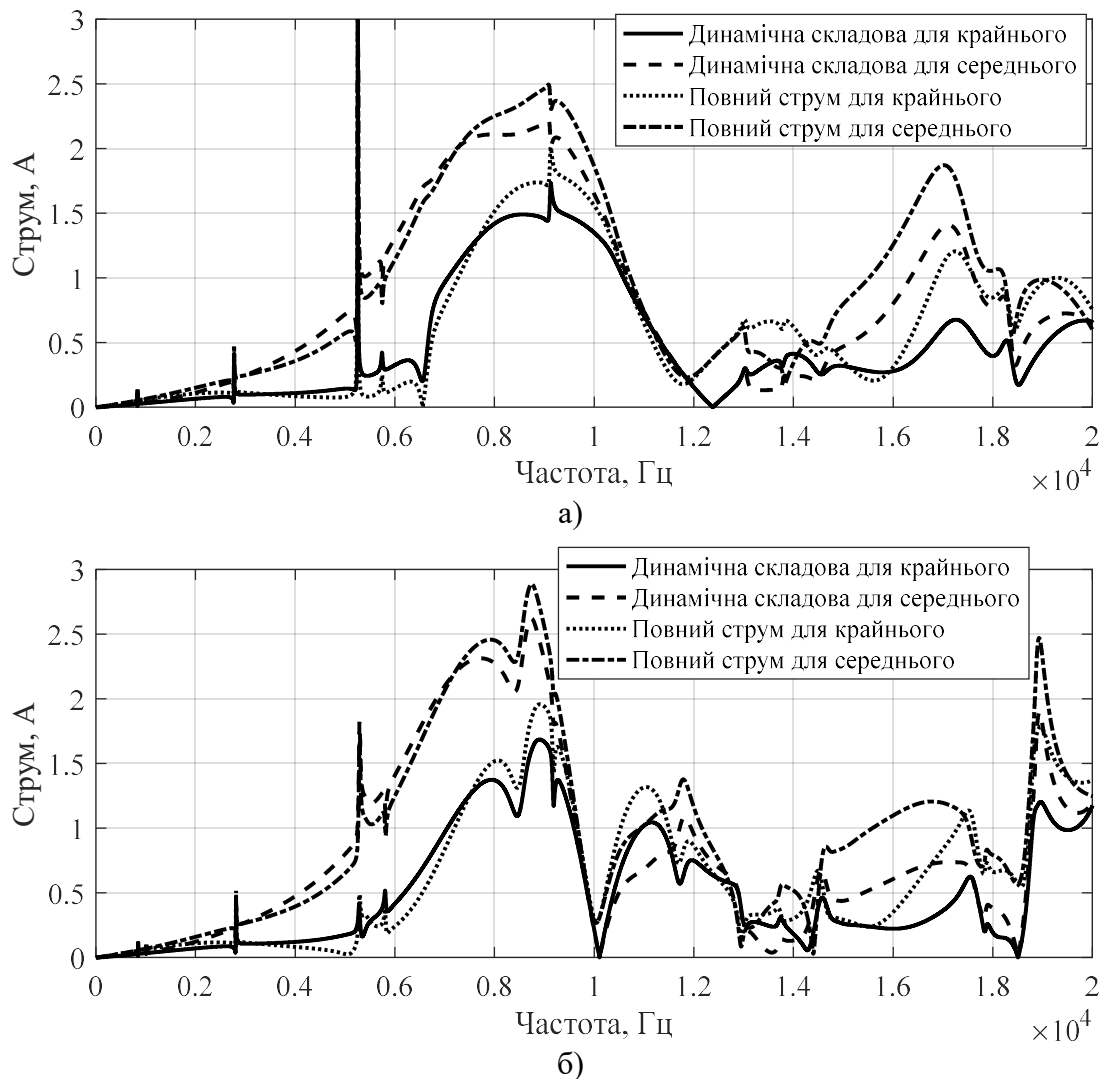


Рис. 4.6. Частотні залежності амплітуди повного струму та його динамічної складової для випромінювачів у складі антенної решітки з внутрішнім заповненням $\rho_s c_s / \rho c = 0,75$ (а) та $\rho_s c_s / \rho c = 0,5$ (б)

Характер частотної залежності фази динамічного струму (рис. 4.7) має суттєві відмінності для різних конструкцій випромінювачів у складі планарних антенних решіток. Спільним для них є той факт, що фаза динамічних складових струму випромінювачів багаторазово змінює свій характер з ємнісного на індуктивний та навпаки. Це суттєво ускладнює пошуки та технічну реалізацію шляхів зменшення величини реактивних струмів в ланцюгах збудження випромінювачів планарної антенної решітки.

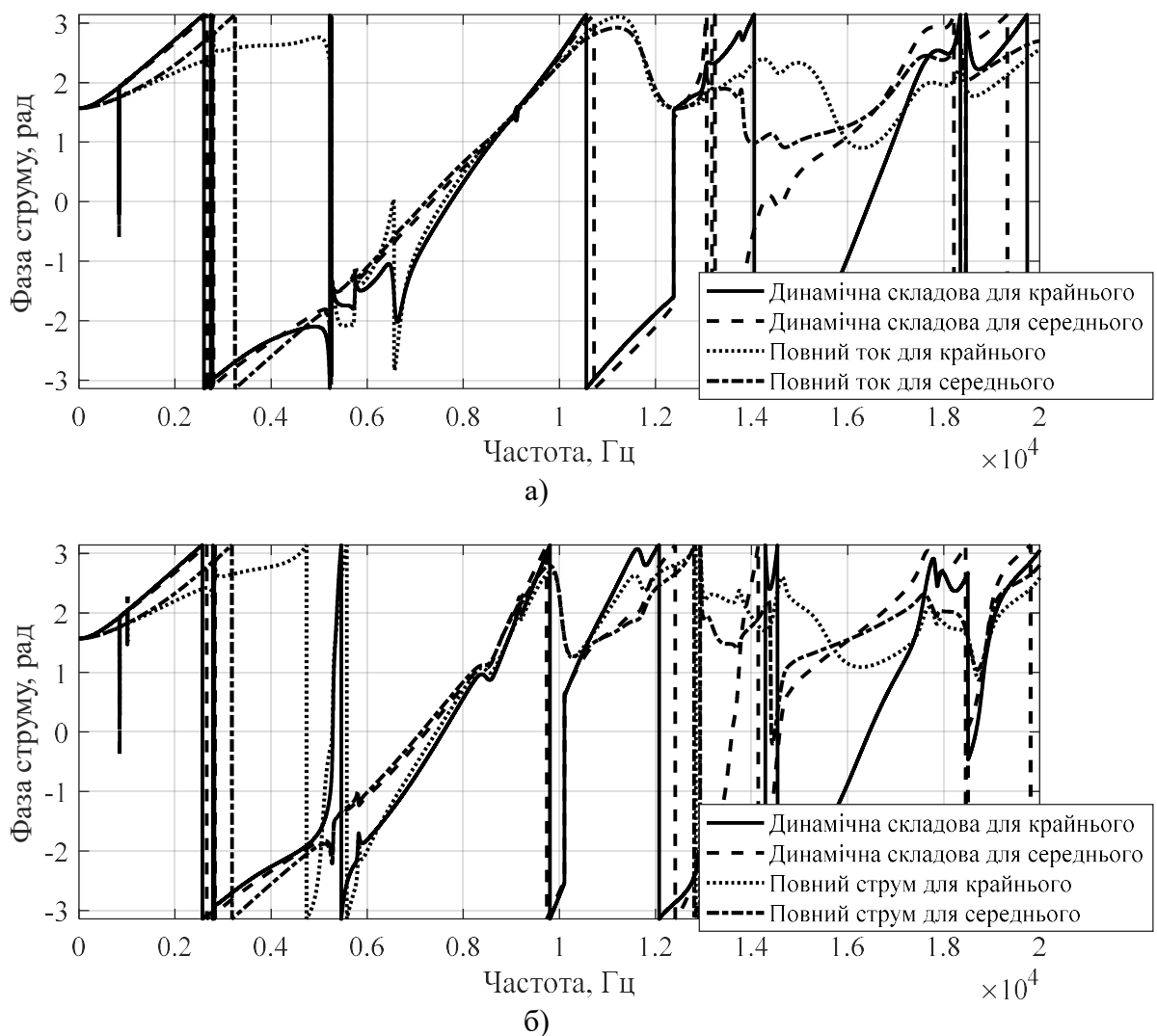
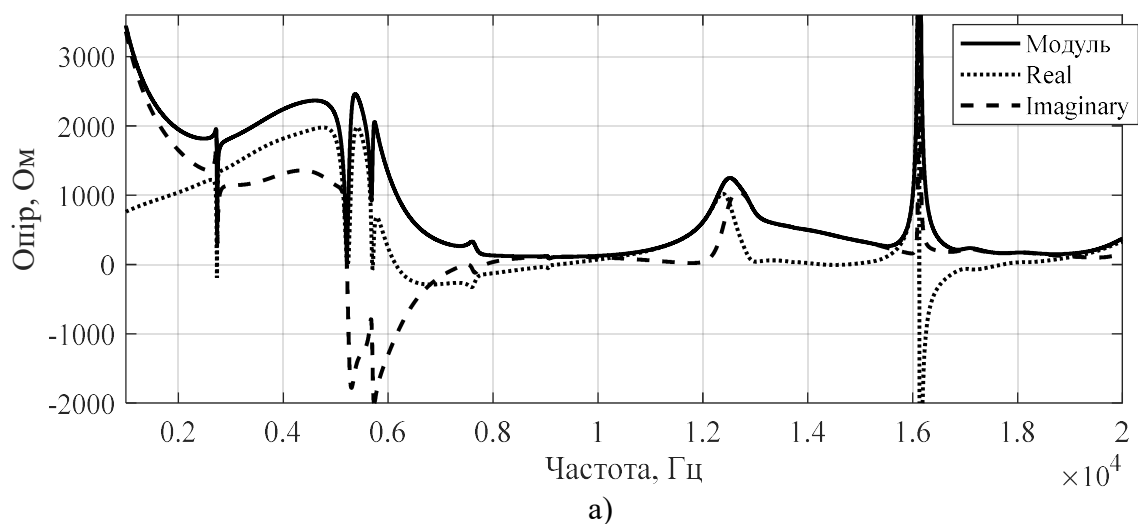


Рис. 4.7. Частотні залежності фази повного струму та його динамічної складової випромінювачів у складі антенної решітки з внутрішнім заповненням $\rho_s c_s / \rho c = 0,75$ (а) та $\rho_s c_s / \rho c = 0,5$ (б)

Розглянемо тепер частотні залежності модулів вхідних електричних опорів випромінювачів компенсованої конструкції у складі трохелементної антенної решітки та їх активної та реактивної складових (рис. 4.8, 4.9). Аналіз наведених кривих свідчить про суттєвий вплив такого елемента конструкції як рідина з її фізичними характеристиками, що заповнює внутрішню порожнину конструкції, на електричний опір випромінювання. При значеннях відношення хвильових опорів $0,75 < \rho c / \rho_s c_s < 1$ маємо наступні закономірності вхідного електричного опору (рис. 4.8). Повний вхідний опір середнього випромінювача являє собою плавно спадаючу криву з великими значеннями опору в області низьких частот, мінімальними значеннями в резонансній та височастотній областях і резонансним підвищенням

величини опору на початку області високих частот. Реактивна складова вхідного опору майже повністю повторює криву повного опору, за винятком області низьких частот, де вона змінює свій характер з ємнісного на індуктивний. Активні складові опору в низькочастотній області мають значення практично такої ж величини, як і повний опір. На початку високочастотної області в ній також спостерігається підйом, проте він є менш широкосмуговим, ніж у повного опору та його реактивної складової. В резонансній та високочастотній областях існує ряд частот, на яких активна складова опору набуває від'ємних значень. Для крайніх випромінювачів (рис. 4.8, а) характер частотної залежності повного опору та його складових є більш нерівномірним. Також має місце значний підйом амплітуди повного опору та його активної складової в області низьких частот. Підйом амплітуди в високочастотній області має місце для всіх частотних залежностей опору. Як і для середнього випромінювача, в низькочастотній та високочастотній областях існує ряд частот, на яких активні складові опорів набувають від'ємних значень, а реактивні складові змінюють свій характер з ємнісного на індуктивний. При цьому ці значення для крайніх випромінювачів є більшими, ніж для середнього.



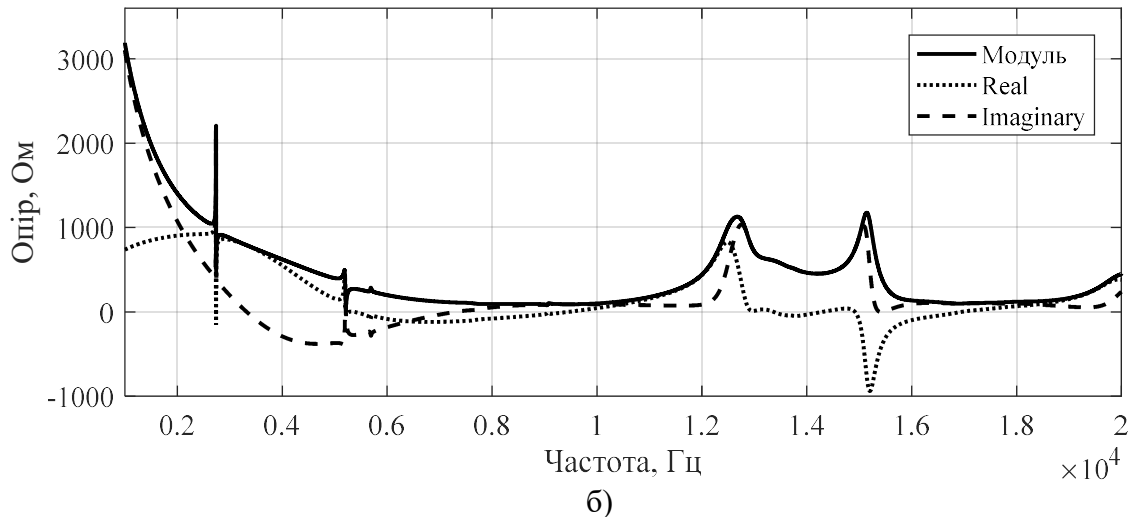
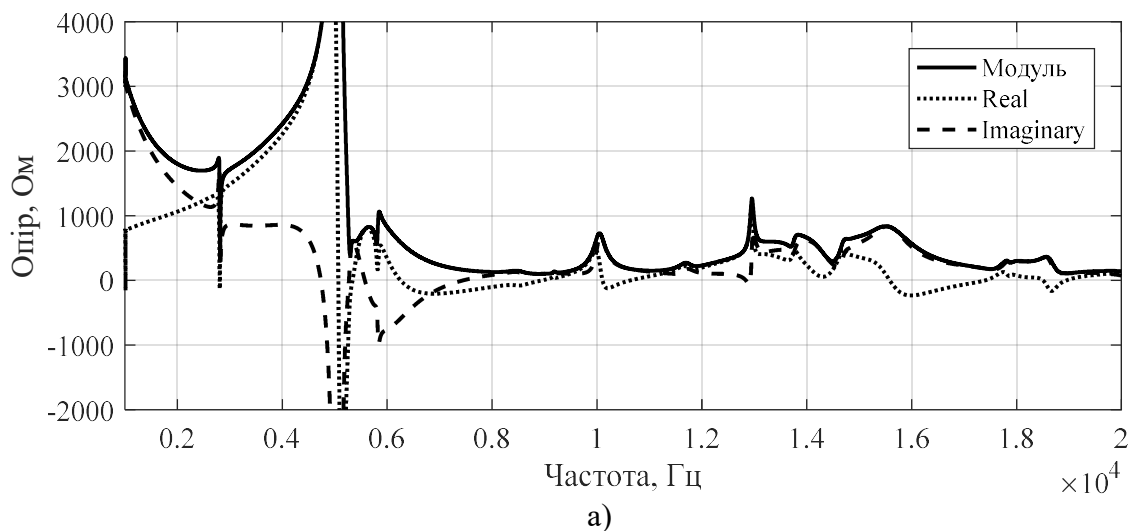


Рис. 4.8. Частотні залежності вхідних електричних опорів крайніх (а) та середнього (б) компенсованих випромінювачів у складі решітки при $\rho_s c_s / \rho c = 1$

При зміні співвідношення імпедансів внутрішнього та зовнішнього середовищ з $\rho_s c_s / \rho c = 1$ до $\rho_s c_s / \rho c = 0,5$ поведінка частотних залежностей повного опору та його активної та реактивної складових ускладнюється (рис. 4.9). Вони стають більш нерівномірними. Підвищення амплітуд опорів стають менш широкосмуговими, ніж у попередньому випадку, а їх амплітуда на деяких частотах значно зростає. Проте загальний характер поведінки повного опору та його складових для середнього та крайніх випромінювачів зберігається.



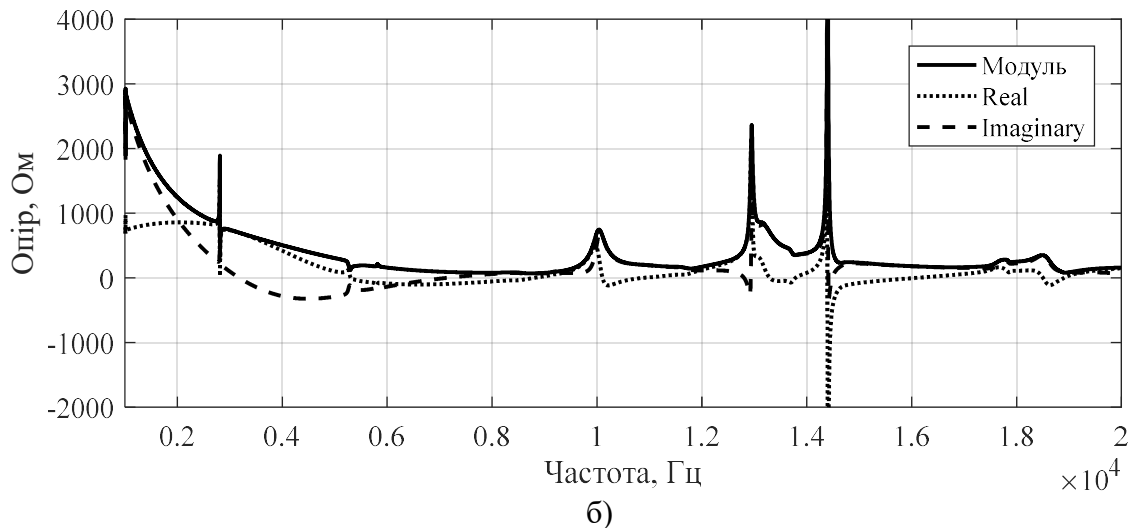


Рис. 4.9. Частотні залежності вхідних електричних опорів крайніх (а) та середнього (б) компенсованих випромінювачів у складі решітки при $\rho_c / \rho_s c_s = 0.5$

Таким чином, наведений аналіз частотних залежностей струмів та вхідних електричних опорів випромінювачів компенсованої конструкції у складі планарних антенних решіток в цілому якісно повторює закономірності їх поведінки, які були встановлені при дослідженнях електричних полів випромінювачів силової конструкції. Відмінність полягає в конкретних чисельних значеннях та їх залежностях від відношень хвильових опорів середовищ у внутрішній порожнині випромінювачів та ззовні. Фізичні причини встановленої поведінки електричних полів випромінювачів компенсованої конструкції у складі антенної решітки такі ж, як і у випадку дослідження електричних полів випромінювачів силової конструкції у складі планарних антенних решіток.

4.4. Властивості електричних полів плоских антен в залежності від складу застосованої в конструкції п'єзокераміки та її поляризації

Перейдемо до дослідження електричного поля в залежності від такого елементу конструкції випромінювачів як склад використовуваного п'єзокерамічного матеріалу активного елементу випромінювача – п'єзокерамічної оболонки, а також від виду її поляризації.

Визначати частотні залежності параметрів електричного поля будемо із використанням в чисельних експериментах наступних значень конструктивних характеристик випромінювачів: склади п'єзокераміки – ЦТБС-3, ЦТС-19 і ТБК-3; $r_{os} = 0,068$ м; $h_s = 0,008$ м; $H_s = 0,05$ м; тип внутрішнього заповнення – вакуум; поляризація – окружна та радіальна; дані по характеристикам матеріалів наведені в табл. 2.1 (розділ 2).

Для початку проведемо аналіз електричних полів в залежності від складу використаного матеріалу п'єзокерамічної оболонки. Дослідження кривих, приведених на рис. 4.10, 4.11 та рис. 4.2, говорить про те, зміна типу використовуваної п'єзокераміки суттєво впливає на поведінку електричного струму. По-перше, загальна частотна поведінка ємнісної частини електричного струму є незмінною, проте її амплітуда змінюється в залежності від значення діелектричної проникності $\varepsilon_{33}^{S(s)}$ п'єзоматеріалу випромінювача. Згідно таблиці 2.1 (розділ 2) з розглядуваних складів п'єзокераміки найбільше значення діелектричної проникності має п'єзокераміка складу ЦТБС-3. Відповідно, ємнісні частини струмів у випромінювачів, що виготовлені з використанням цього складу п'єзокераміки, мають більшу амплітуду (рис. 4.2). По-друге, за рахунок різних параметрів складів п'єзокерамічного активного елементу змінилися власні резонансні частоти і амплітуди п'єзокерамічних оболонок. Відповідно до цього частоти і амплітуди додаткових викидів струму теж змінилися, що, в цілому, говорить про те, що вони залежать від складу п'єзокераміки. Зміна частот власних та додаткових резонансів також чітко прослідковується на фазових характеристиках струму. По-третє, випромінювачі, виготовлені з різних типів п'єзокераміки, мають різне співвідношення ємнісного та динамічного струмів, що в свою чергу має вплив на повний струм в випромінювачі. Слід відмітити, що фаза ємнісного струму є незмінною для будь-яких типів п'єзокерамічного матеріалу.

Так, для п'єзокераміки складу ТБК-3 за рахунок малого співвідношення динамічного та ємнісного струмів повний струм в високочастотній області має більшу амплітуду, ніж в резонансній. Така поведінка диктується тим, що амплітуди динамічного та ємнісного струмів в резонансній області майже однакові, а в

високочастотній області амплітуда ємнісного значно перевищує амплітуду динамічного.

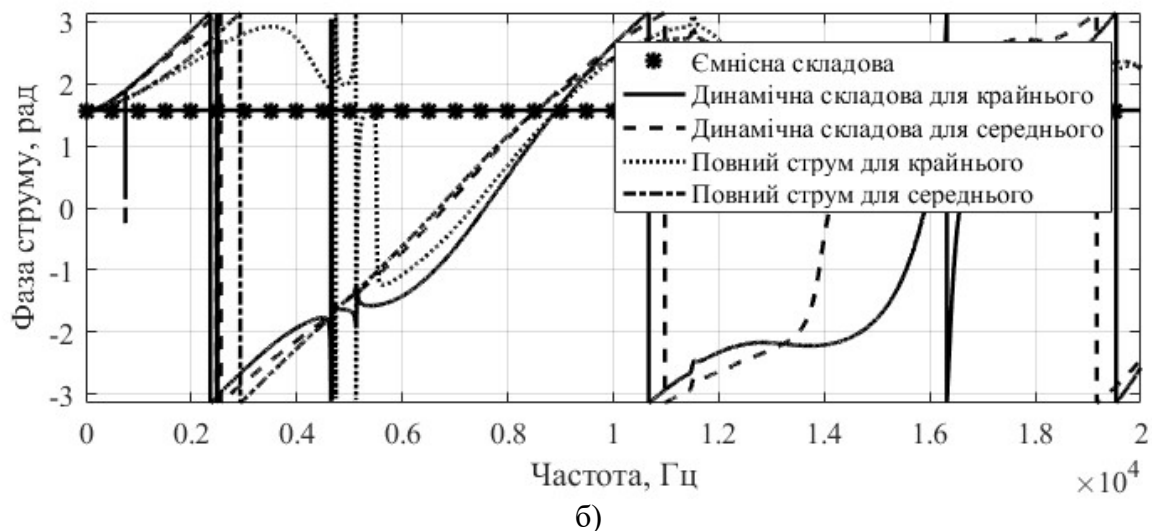
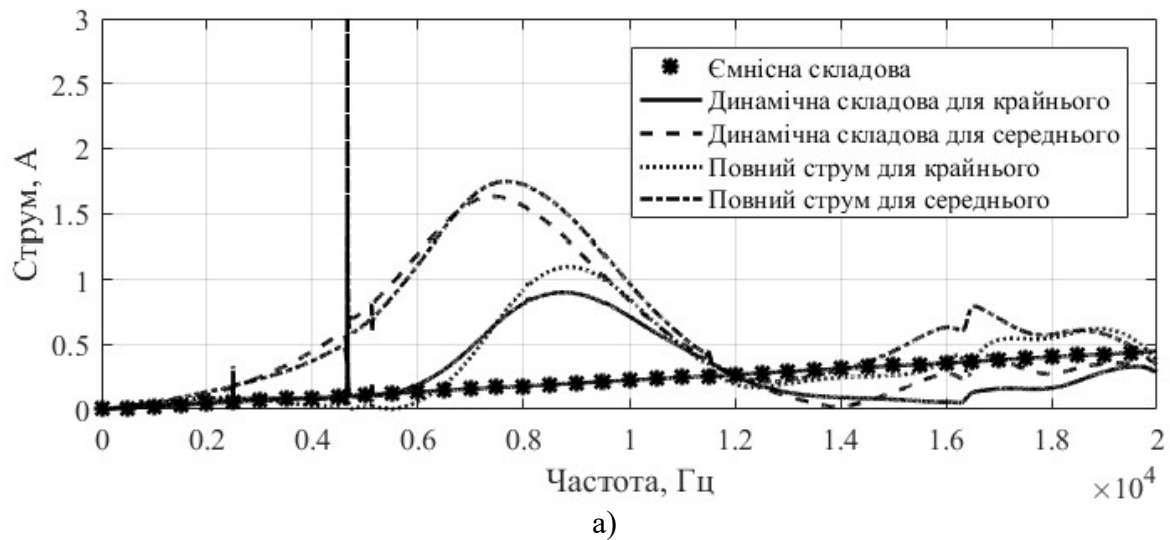


Рис. 4.10. Частотні залежності амплітуди (а) та фази (б) повного струму та його ємнісної та динамічної складових вакуумованих випромінювачів у складі антенної решітки з використанням п'єзокераміки складу ЦТС-19

По-четверте, не залежно від типу використовуваного п'єзоматеріалу на частотах, що лежать вище власного електромеханічного резонансу випромінювача фази як крайніх, так і середнього випромінювачів набувають ємнісного характеру і зберігають його і при подальшому збільшенні частоти.

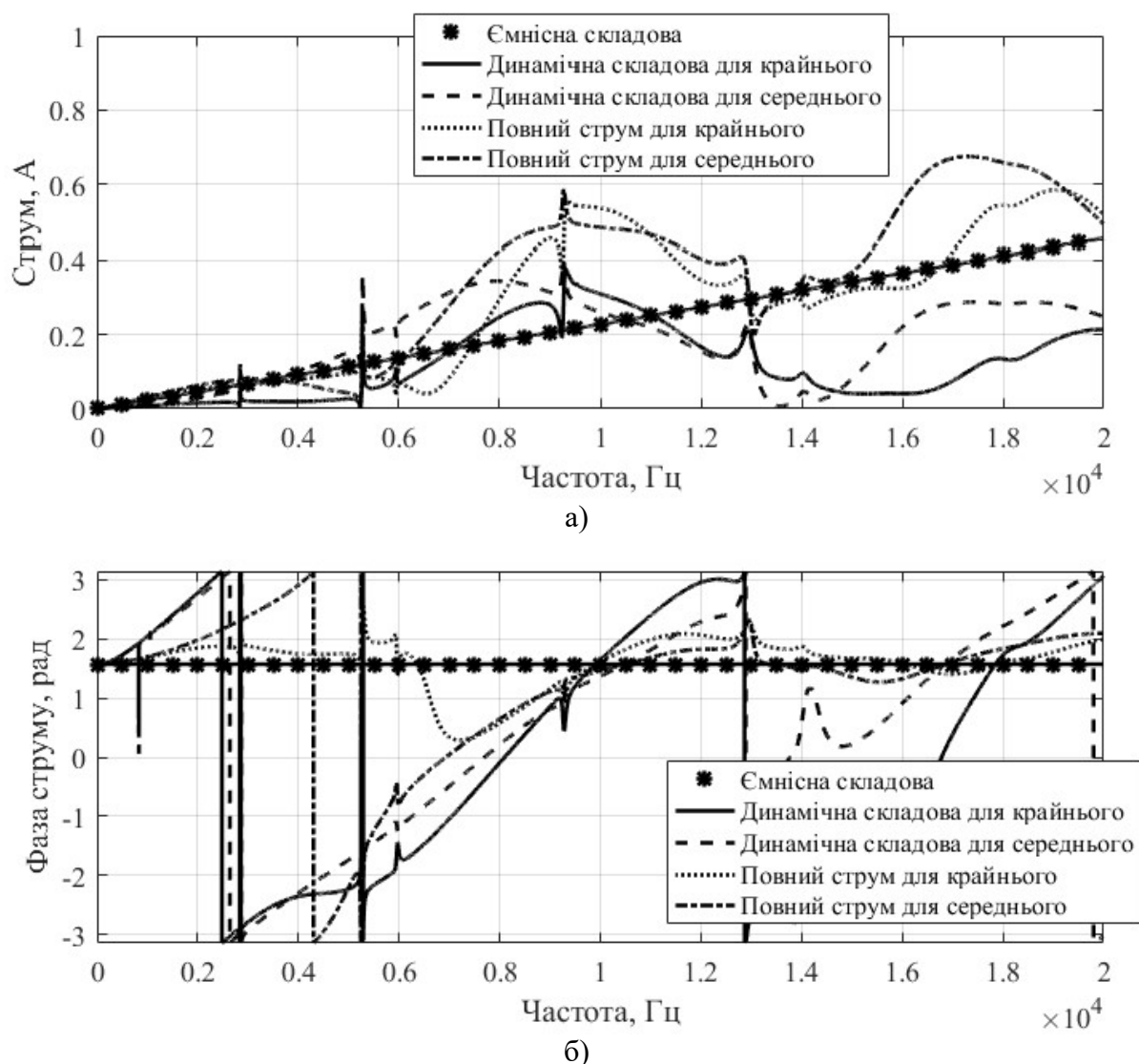


Рис. 4.11. Частотні залежності амплітуди (а) та фази (б) повного струму та його ємнісної та динамічної складових вакуумованих випромінювачів у складі антенної решітки з використанням п'єзокераміки складу ТБК-3

Розглянемо, як залежить від типу п'єзокерамічного матеріалу активного елемента оболонки випромінювача поведінка повного опору на вході випромінювача та його активної та реактивної складових (рис. 4.12, 4.13). Аналіз приведених залежностей свідчить, що як і у випадку струму, зміна складу використовуваної п'єзокераміки призводить і до суттєвих змін в поведінці вхідного електричного опору випромінювачів при їх роботі у складі антенної решітки.

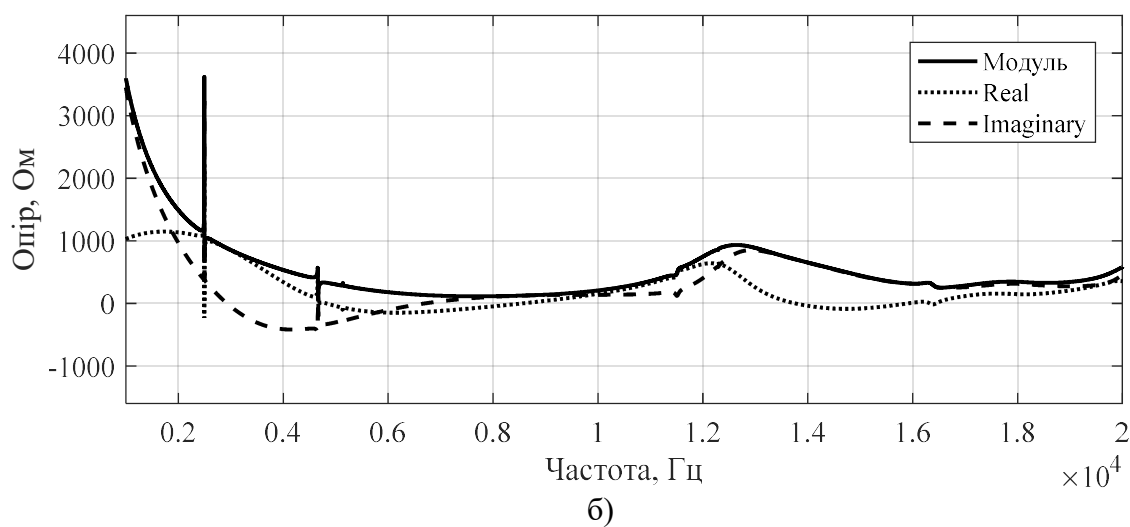
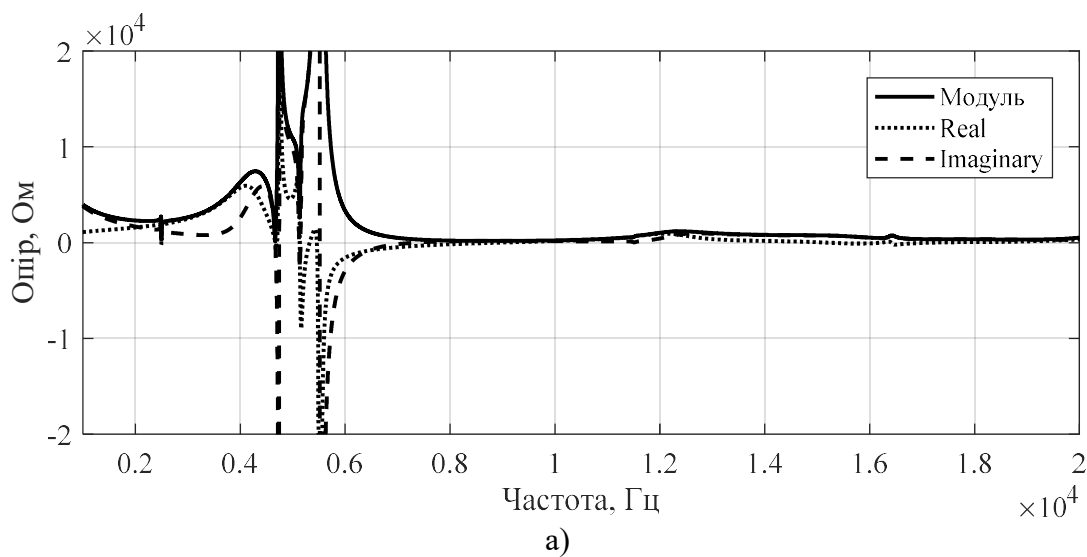
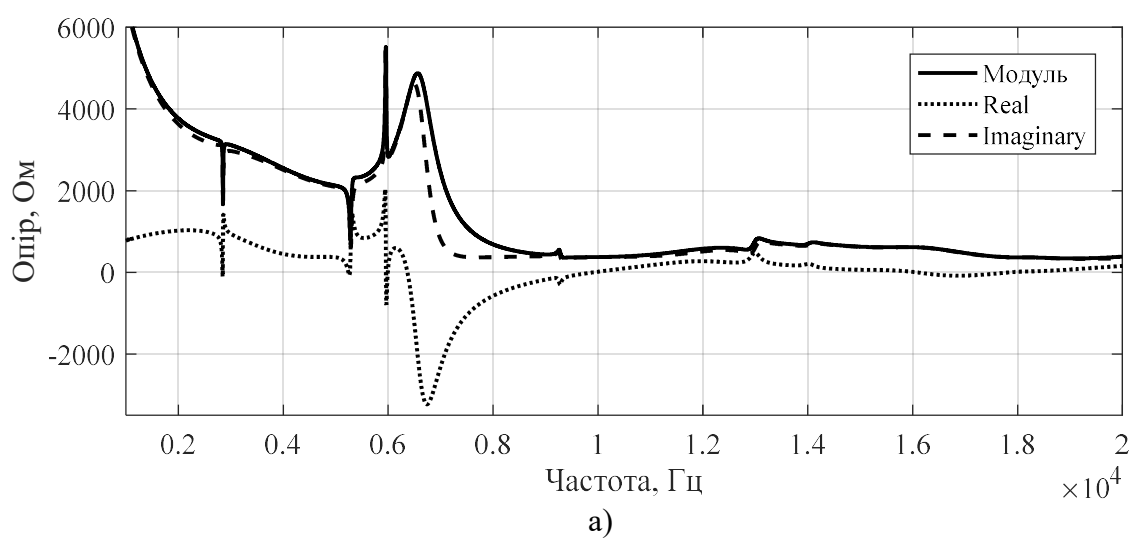


Рис. 4.12. Частотні залежності вхідних електричних опорів крайніх (а) та середнього (б) вакуумованих випромінювачів з використанням кераміки складу ЦТС-19 у складі решітки



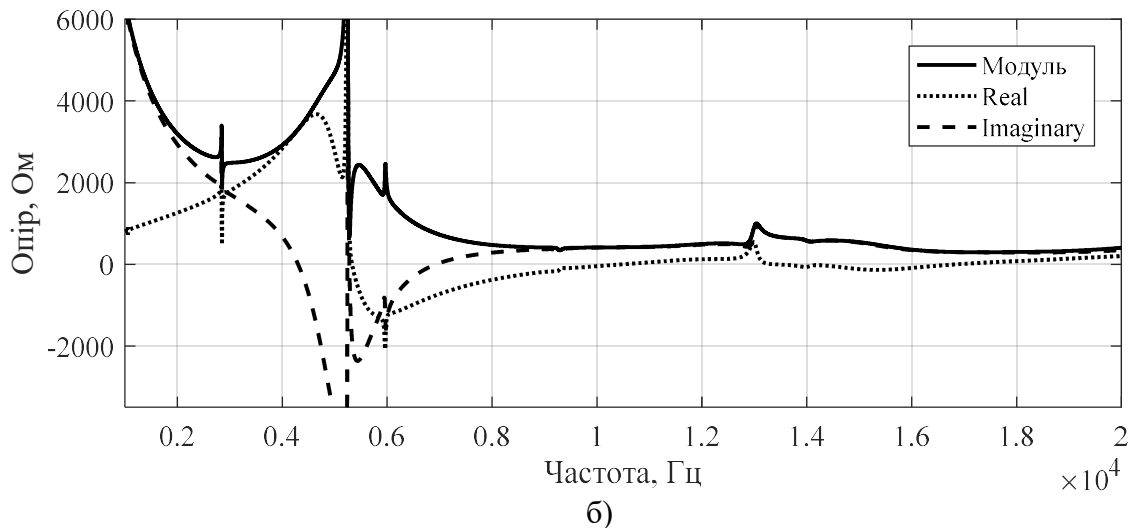
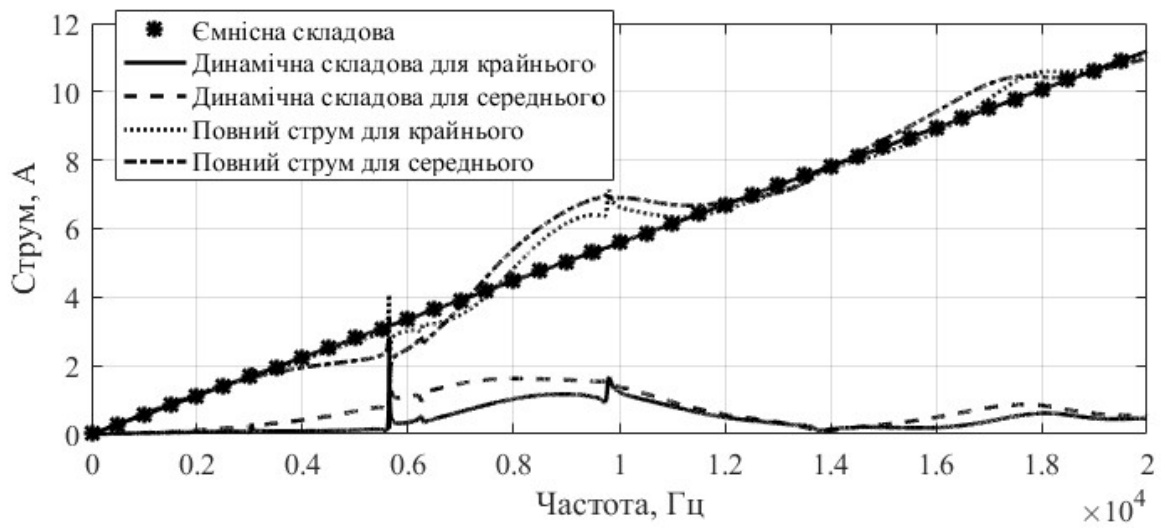


Рис. 4.13. Частотні залежності вхідних електричних опорів крайніх (а) та середнього (б) вакуумованих випромінювачів з використанням кераміки складу ТБК-3 у складі решітки

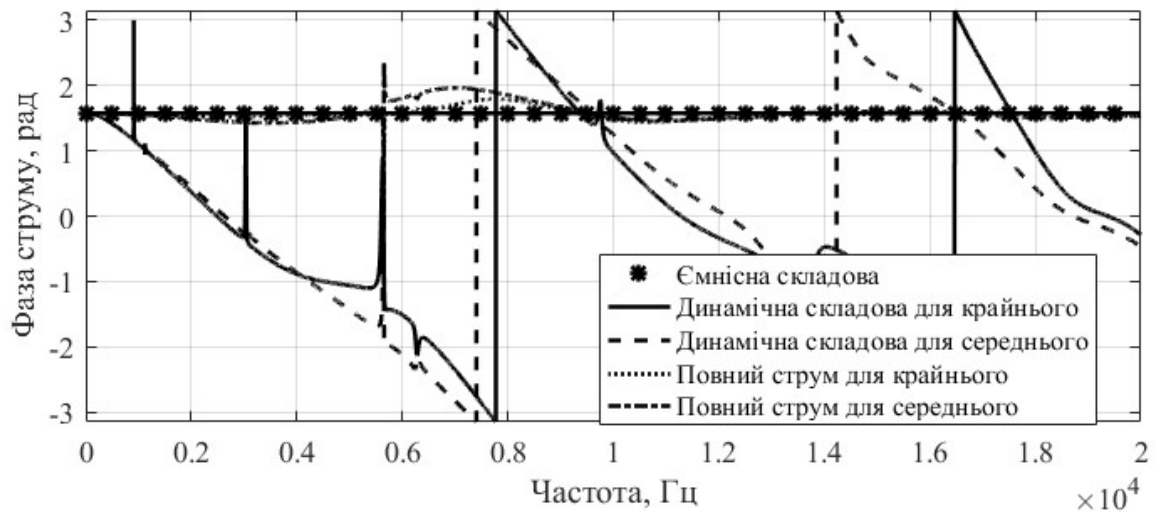
У кожному з досліджуваних випадків частотні характеристики опору містять ряд частот, на яких амплітуда активної складової може мати від'ємні значення, а реактивної складової повного опору приймає індуктивний характер. Положення цих областей та їх смуга є різними не тільки для різних складів п'єзокераміки, а й для різних випромінювачів у складі антенної решітки.

Тепер розглянемо, як зміняться характеристики електричних полів досліджуваної антенної решітки при зміні типу поляризації активних елементів випромінювачів у її складі при використанні одного і того ж типу п'єзокерамічного матеріалу (рис. 4.14 та 4.2, а, б). Як і в попередніх розділах, розрахунки проводитимемо для п'єзокераміки складу ЦТБС-3.

З приведених залежностей видно, що ємнісна складова струму у випромінювачів, активний елемент яких виготовлений з використанням радіальної поляризації, тобто представляє собою суцільне кільце, має більшу амплітуду, ніж у випромінювачів з окружною поляризацією. Частково така поведінка пов'язана з тим, що, по-перше, як це видно з аналізу виразів (4.4) і (4.8), значення електричної напруженості у випромінювачів з окружною поляризацією менше, ніж з радіальною.



а)



б)

Рис. 4.14. Частотні залежності амплітуди (а) та фази (б) повного струму та його ємнісної та динамічної складових вакуумованих випромінювачів з радіальною поляризацією у складі антенної решітки

По-друге, в досліджуваних варіантах конструкції випромінювачів площа електродованої поверхні у випромінювачів з радіальною поляризацією більша, ніж з окружною. Амплітуда динамічної складової при цьому залишається практично такою ж, як і у випадку окружної поляризації (рис. 4.2). Таким чином, при формуванні повного струму у випромінювачах з радіальною поляризацією суттєву роль починає відігравати саме амплітуда ємнісного струму. Фаза повного струму також стає більш лінійною та має ємнісний характер практично у всій смузі досліджуваних частот.

Очікуваним є той факт, що при такій же, як і при дослідженнях випромінювачів з окружною поляризацією, амплітуді збуджуючої напруги $\psi_0 = 200$ В, амплітуда повного опору та його активної та реактивної складових у випромінювачів з радіальною поляризацією буде набагато меншою (рис. 4.15)

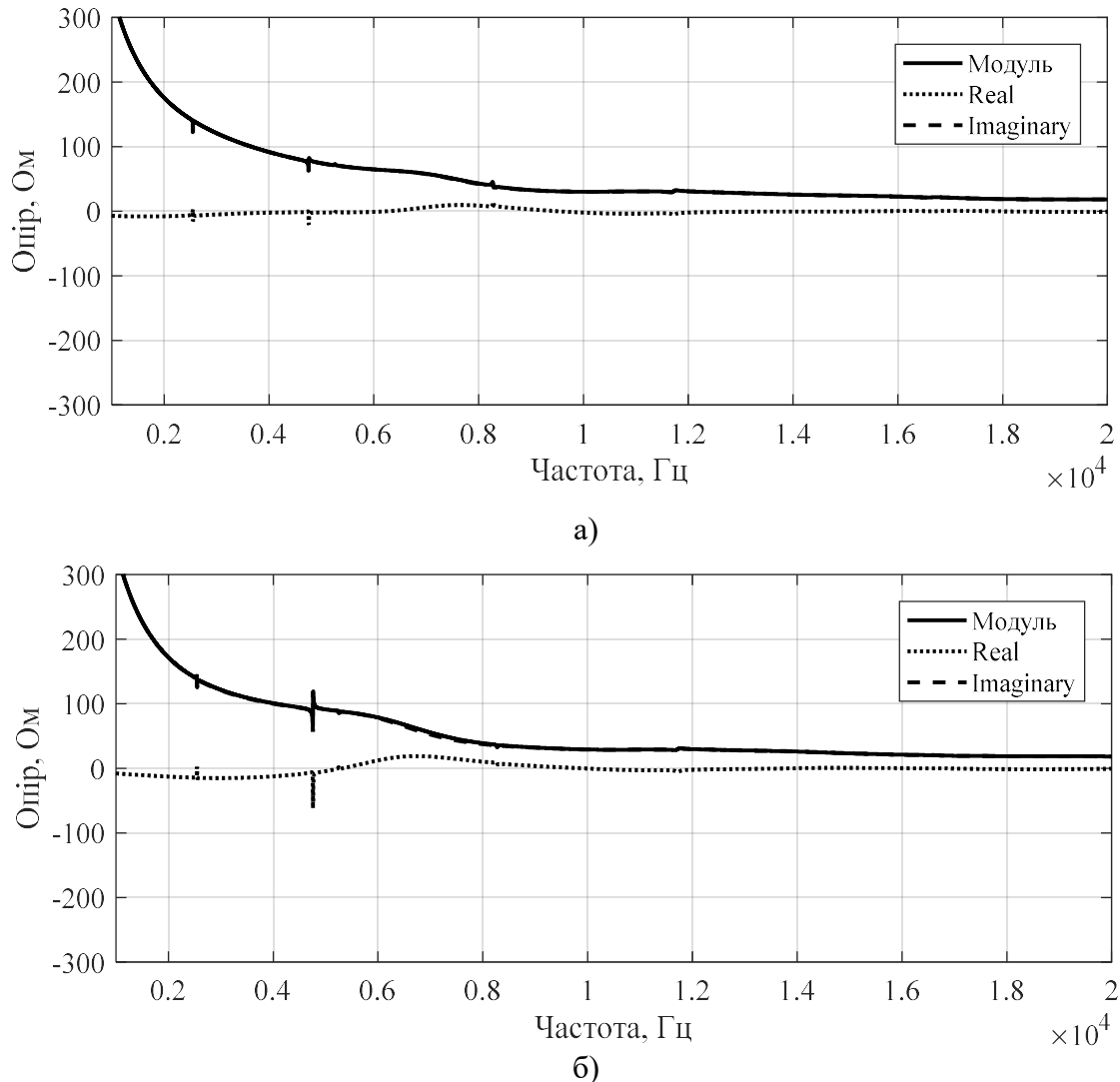


Рис. 4.15. Частотні залежності вхідних електричних опорів крайніх (а) та середнього (б) вакуумованих випромінювачів з радіальною поляризацією у складі решітки

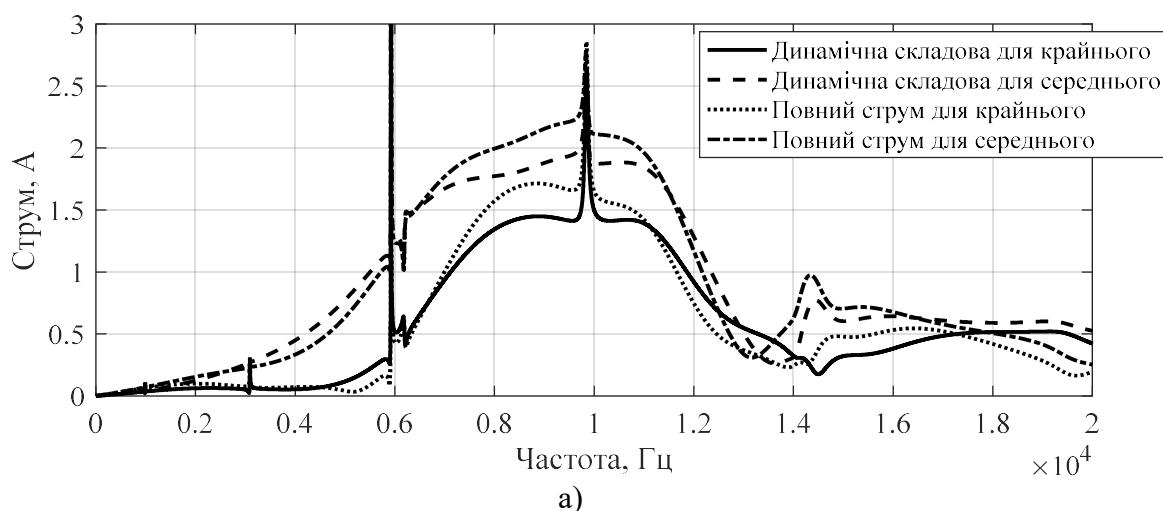
Дійсно, з залежностей видно, що амплітуда опорів на вході випромінювача з радіальною поляризацією та його складових як для середнього, так і для крайніх випромінювачів менша, ніж у випромінювачів з окружною поляризацією. При цьому загальна поведінка повного опору та його складових суттєво відрізняється від таких для випромінювачів з окружною поляризацією. Повний опір та його реактивна складова практично співпадають та мають ємнісний характер – зі збільшенням частоти його значення зменшується. Слід відмітити, що у випадку

окружної поляризації, коли опори крайніх та середнього випромінювачів суттєво відрізнялись між собою, при використанні радіальної поляризації ця різниця практично відсутня. В частотній характеристиці активної частини опорів випромінювачів існує ряд частот, на яких вона приймає від'ємний характер. При цьому, на відміну від окружної поляризації, амплітуда активної частини опору набагато менша реактивної частини. Таким чином, повні опори випромінювачів визначаються головним чином за рахунок реактивної частини.

4.5. Властивості електричних плоских антен в залежності від конструкційних розмірів антен та їх елементів

Завершуючи дослідження електричних полів планарних антенних решіток розглянемо вплив на формування цих полів розмірів решітки, кількості та геометричних розмірів випромінювачів, що входять до складу решітки.

В першу чергу розглянемо, як змінюються характеристики електричного поля антенної решітки при зміні відстані між поздовжніми вісями випромінювачів. Розрахунки проводились для наступних параметрів: трьохелементна антена; окружна поляризація; п'єзокераміка складу ЦТБС-3; $r_{os} = 0,068$ м; $h_s = 0,008$ м; $\psi_0^{(s)} = 200$ В; внутрішнє заповнення – вакуум; $l_{qs} = 0,164; 0,2; 0,25; 1000$ м.



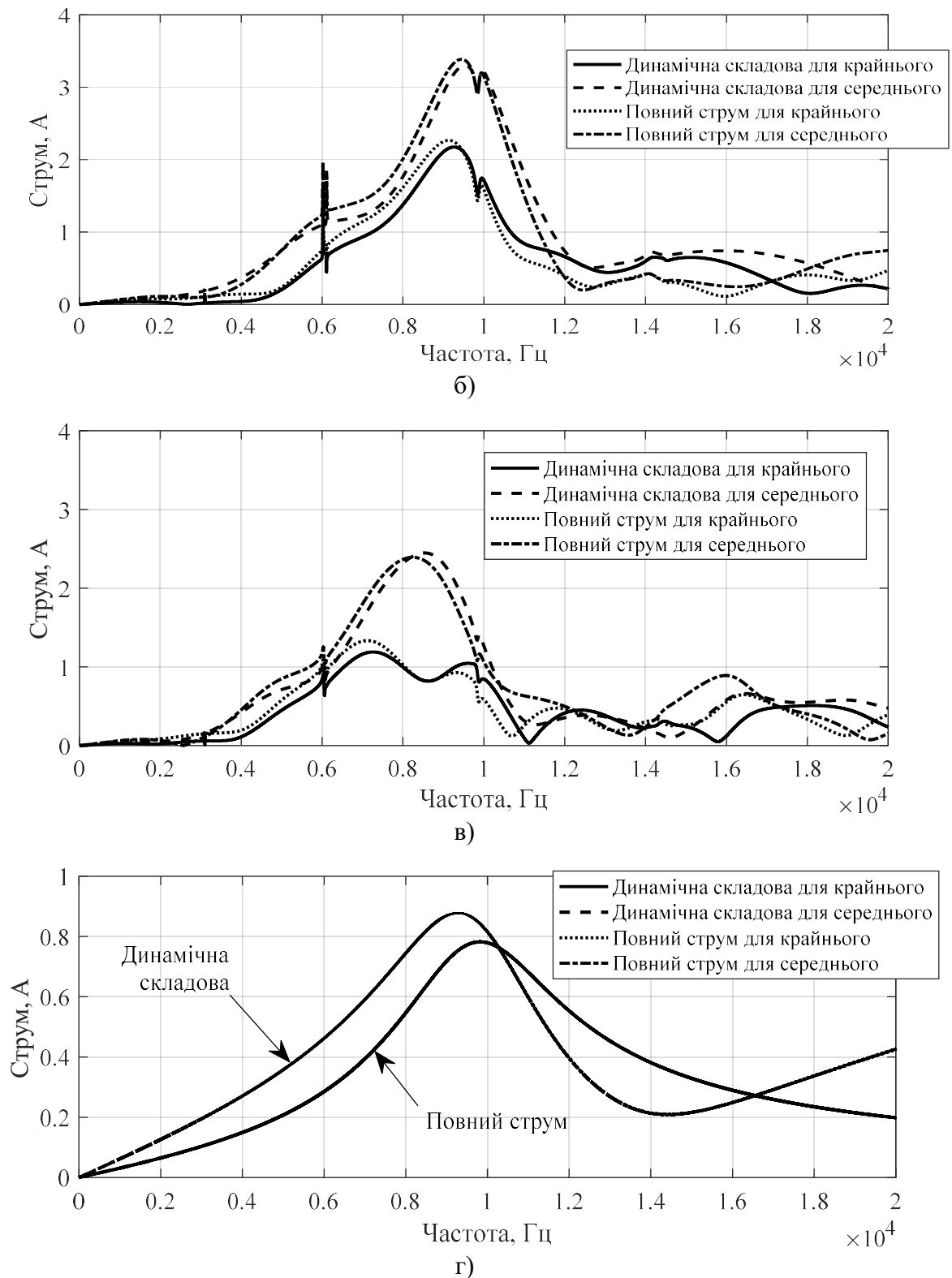
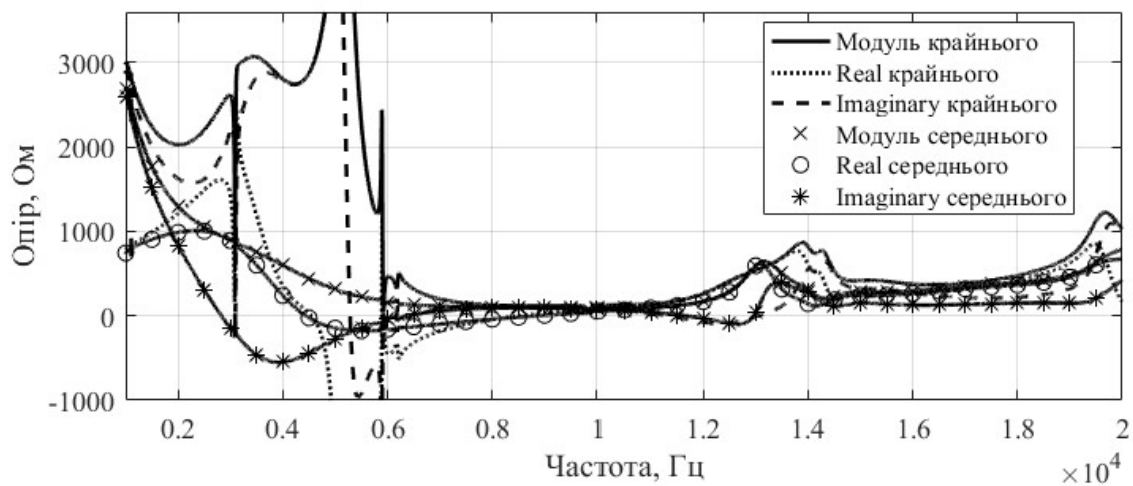


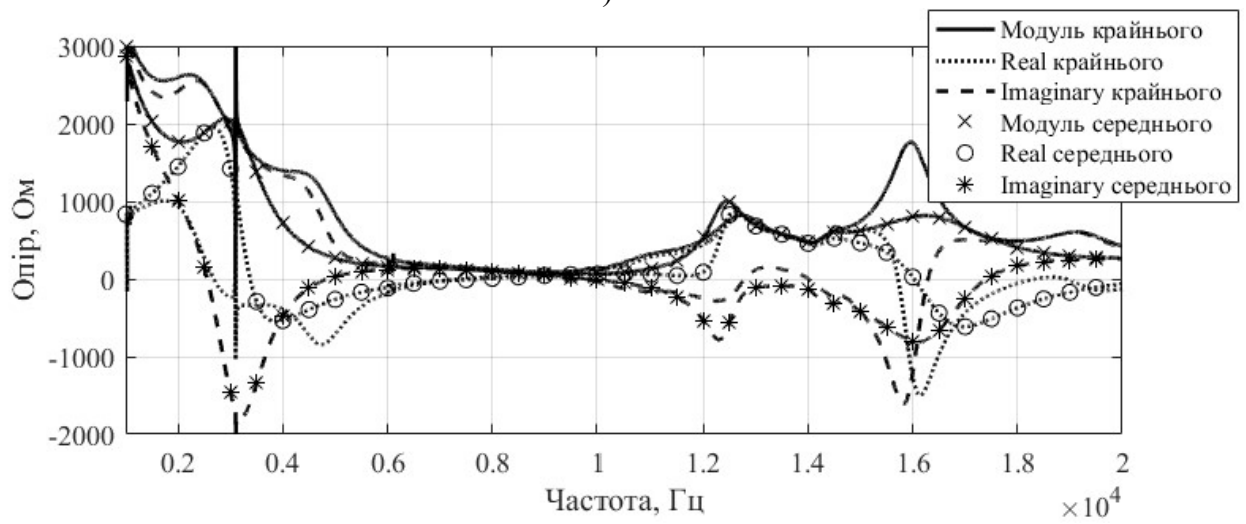
Рис. 4.16. Частотні залежності повних та динамічних струмів вакуумованих випромінювачів при відстані між поздовжніми вісями випромінювачів $l_{qs} = 0,164$ м (а), $l_{qs} = 0,2$ м (б), $l_{qs} = 0,25$ м (в), $l_{qs} = 1000$ м (г)

Аналіз приведених залежностей свідчить про те, що, як і у випадку механічних та акустичних полів, збільшення відстані між поздовжніми вісями

випромінювачів в антенній решітці призводить до зменшення ефектів, які виникають у фізичних полях решітки при перетворенні електричної енергії в акустичну. Спостерігається зменшення додаткових резонансних викидів як для повних струмів, так і для їх динамічних складових та загальне їх зменшення амплітуди. Статичні складові струмів є незмінними для будь-яких відстаней і відповідають приведеним на рис. 4.2. При збільшенні відстані між поздовжніми вісями випромінювачів до великих значень частотні залежності динамічних та повних струмів для крайніх та середнього випромінювачів стають подібними та наближуються до виду одиночного (рис. 4.16, г).



а)



б)

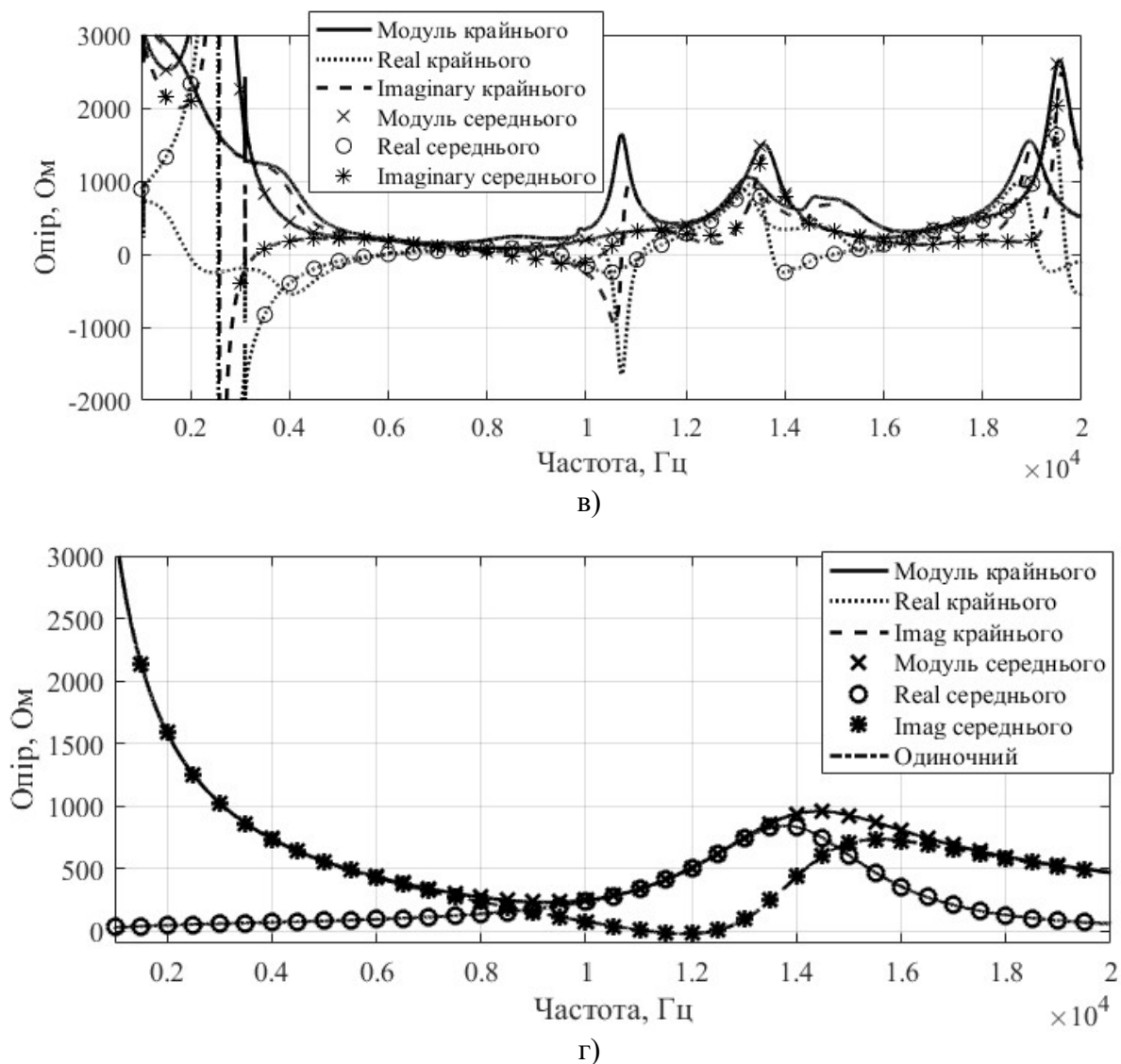


Рис. 4.17. Частотні залежності вхідних електричних опорів крайніх та середнього вакуумованих випромінювачів при відстані між поздовжніми вісями випромінювачів $l_{qs} = 0,164$ м (а), $l_{qs} = 0,2$ м (б), $l_{qs} = 0,25$ м (в), $l_{qs} = 1000$ м (г)

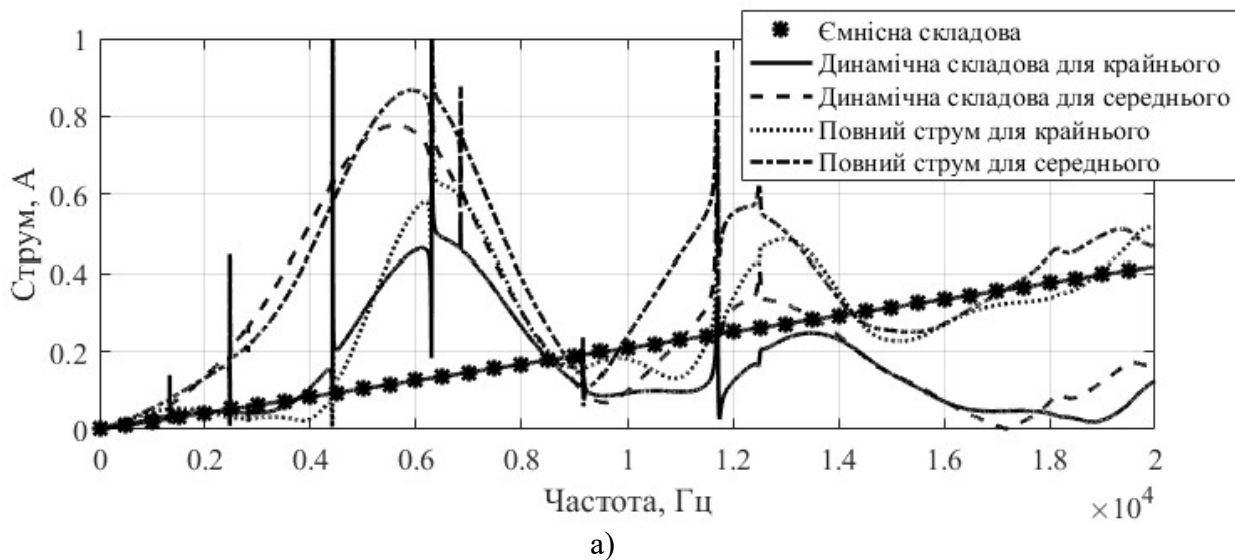
Відповідно до змін в поведінці струму змінюються і частотні залежності повного опору випромінювачів та його активної і реактивної складових. При кожній з досліджуваних відстаней, за винятком $l_{qs} = 1000$ м, існує ряд частот, на яких активні та реактивні складові опору випромінювачів змінюють свій характер на протилежні значення. При віддаленні випромінювачів на великі відстані один від одного (рис. 4.17, г) у всіх досліджуваних частотних областях спостерігається зміщення додаткових резонансних викидів у бік низьких частот. Загалом частотні залежності повного опору та його складових стають більш рівномірними і наближуються до виду опору одиночного випромінювача. На малих відстанях

найбільша нерівномірність частотної характеристики спостерігається в області низьких та високих частот.

Тепер розглянемо, як зміниться поведінка електричних полів досліджуваної антенної решітки при зміні геометричних розмірів випромінювачів у її складі, а саме: радіусу оболонки випромінювача та її товщини.

Першим розглянемо, як вплине на електричне поле зміна радіусу оболонки випромінювачів. Розрахунки проводились для наступних умов: трьохелементна антена; окружна поляризація; п'єзокераміка складу ЦТБС-3; $r_{os} = 0,068 \div 0,12$ м; $r_{os} = 0,068$ м; $h_s = 0,008$ м; $\psi_0^{(s)} = 200$ В; внутрішнє заповнення – вакуум. Оскільки збільшення радіусу оболонок випромінювачів призведе до збільшення відстані між їх поздовжніми вісями для кожного з варіантів розрахунку для забезпечення можливості співставлення результатів розрахунків встановимо відстань між зовнішніми стінками випромінювачів.

Аналіз кривих, приведених на рис. 4.18, 4.2 показує, що, по-перше, при збільшенні значення середнього радіусу оболонок випромінювачів відбувається зниження частот основних та додаткових резонансів динамічного та повного струмів випромінювачів.



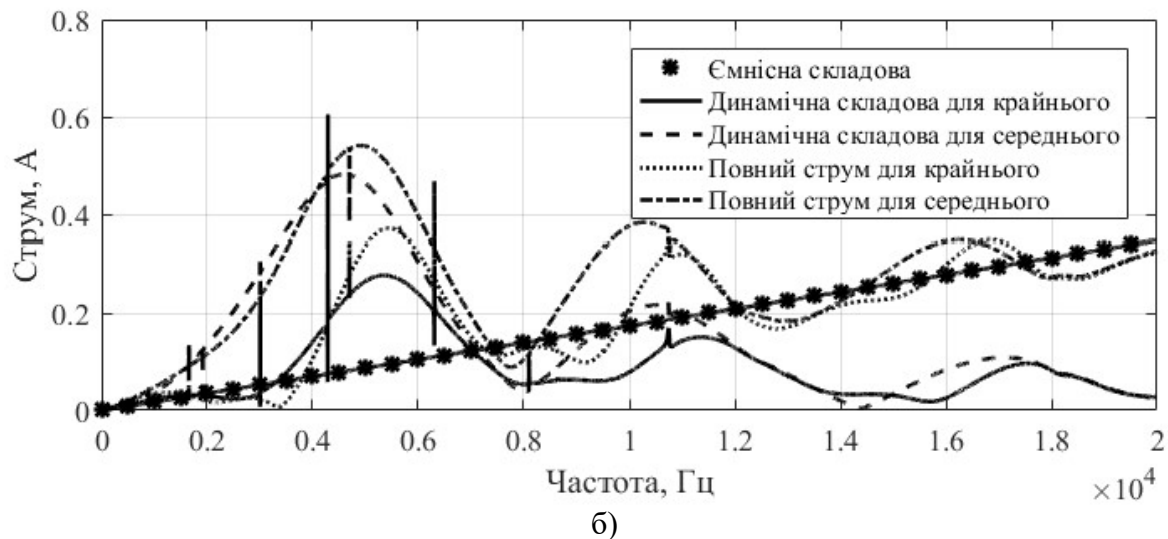


Рис. 4.18. Частотні залежності повних та динамічних струмів вакуумованих випромінювачів для значень середнього радіусу оболонки $r_{os} = 0,01 \text{ м}$ (а), $r_{os} = 0,012 \text{ м}$ (б)

По-друге, зі збільшенням серединного радіусу оболонок випромінювачів спостерігається суттєве зменшення загальної амплітуди як ємнісного та динамічного, так і повного струмів. Це пояснюється тим, що при розрахунках використовувалась окружна поляризація, а кількість призм при такому виді поляризації для всіх розрахунків приймалась рівною $N^{(s)} = 48$. Збільшення серединного радіусу призводить до збільшення довжини окружності оболонки випромінювача, що при фіксованій кількості призм призводить до збільшення товщини цих призм, а значить і відстані між їх електродами. Ця особливість призводить до зменшення значення електричної напруженості в п'єзокерамічному матеріалі призм, наслідком чого є зменшення струму, що виникає в цих призмах. По-третє, загальна форма частотної залежності струмів для різних значень серединного радіусу залишається практично незмінною і визначається лише взаємодією випромінювачів при роботі у складі антенної решітки. Так, ємнісні складові струму для будь-яких радіусів зростають пропорційно частоті і різняться лише за амплітудою. Кількість додаткових резонансних викидів в частотних залежностях динамічних складових струму та, як наслідок, частотних залежностях повного струму зі зміною радіусу оболонки випромінювача залишається незмінною.

Слід також відмітити, що для окружної поляризації ємнісні складові струмів будуть обернено пропорційними до серединного радіусу оболонки випромінювача. А при зміні типу поляризації з окружної (4.4) на радіальну (4.8) – навпаки.

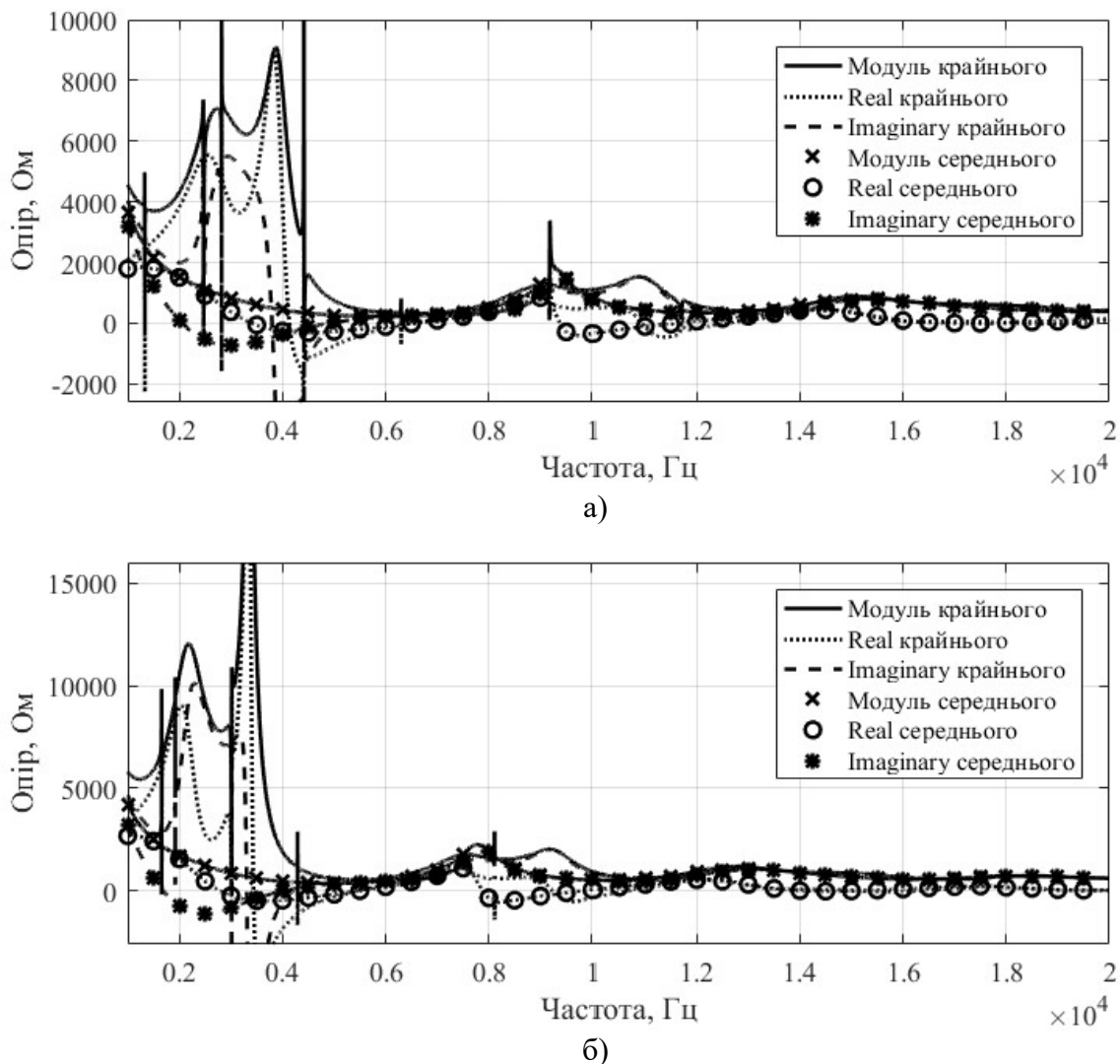


Рис. 4.19. Частотні залежності вхідних електричних опорів крайніх та середнього вакуумованих випромінювачів для значень середнього радіусу оболонки $r_{os} = 0,01$ м (а), $r_{os} = 0,012$ м (б)

Аналіз кривих, приведених на рис. 4.19, свідчить, що у випадку дослідження опорів випромінювачів ситуація є зворотною і збільшення серединних радіусів випромінювачів в антенній решітці призводить до пропорційного збільшення їх опорів. Як і у випадку струму, загальна форма частотної залежності опору для будь-яких радіусів оболонки є практично незмінною. Зберігається також кількість частотних областей, в яких реактивна складова опору приймає від'ємний та відповідно індуктивний характер. Проте ширина смуги цих областей зменшується зі збільшенням серединного радіусу. Окрім того, як і у випадку струму,

спостерігається зміщення частот додаткових та основних резонансних викидів у бік низьких частот та звуження ширини смуги резонансів в низькочастотній області.

Перейдемо до розгляду впливу на електричні поля планарної антенної решітки зміни товщини оболонки випромінювачів. На відміну від дослідження залежностей електричного поля від значення серединного радіусу, збільшення якого призвело до зменшення величини електричного струму та збільшення електричного опору випромінювачів, тут ситуація має бути зворотною. Тобто, зі збільшенням товщини стінки оболонок випромінювачів їх струм має збільшуватись, а опір – зменшуватись. Розрахунки проводились для наступних умов: трьохелементна антена; окружна поляризація; п'єзокераміка складу ЦТБС-3; $r_{os} = 0,068 \text{ м}$; $h_s = 0,006; 0,008; 0,01 \text{ м}$; $\psi_0^{(s)} = 200 \text{ В}$; внутрішнє заповнення – вакуум. Оскільки збільшення товщини оболонок випромінювачів призведе до збільшення відстані між їх поздовжніми вісями, то, як і при попередньому дослідженні, для кожного з варіантів розрахунку встановимо відстань між зовнішніми стінками випромінювачів $d = 0,003 \text{ м}$.

Аналіз кривих на рис. 4.20 та 4.2 показує, що збільшення товщини стінки оболонки випромінювачів призводить до збільшення амплітуди повних струмів та їх складових. Це пов'язано з тим, що при сталому радіусі п'єзокерамічної оболонки збільшення товщини стінки цієї оболонки призводить до збільшення площі електродів на бічних поверхнях призм, що, в свою чергу, веде до збільшення значення електричної напруженості в п'єзокерамічному матеріалі оболонки та, як наслідок, збільшення амплітуди електричного струму в випромінювачі. Окрім того, має місце ряд певних особливостей. По-перше, загальна форма частотної залежності не змінюється. Для всіх товщин в резонансній та високочастотній областях присутні широкосмугові резонанси. По-друге, зі зміною товщини стінки серйозних змін зазнають кількість та положення додаткових вузькосмугових резонансів. Зі збільшенням товщини стінки оболонки їх кількість суттєво зменшується.

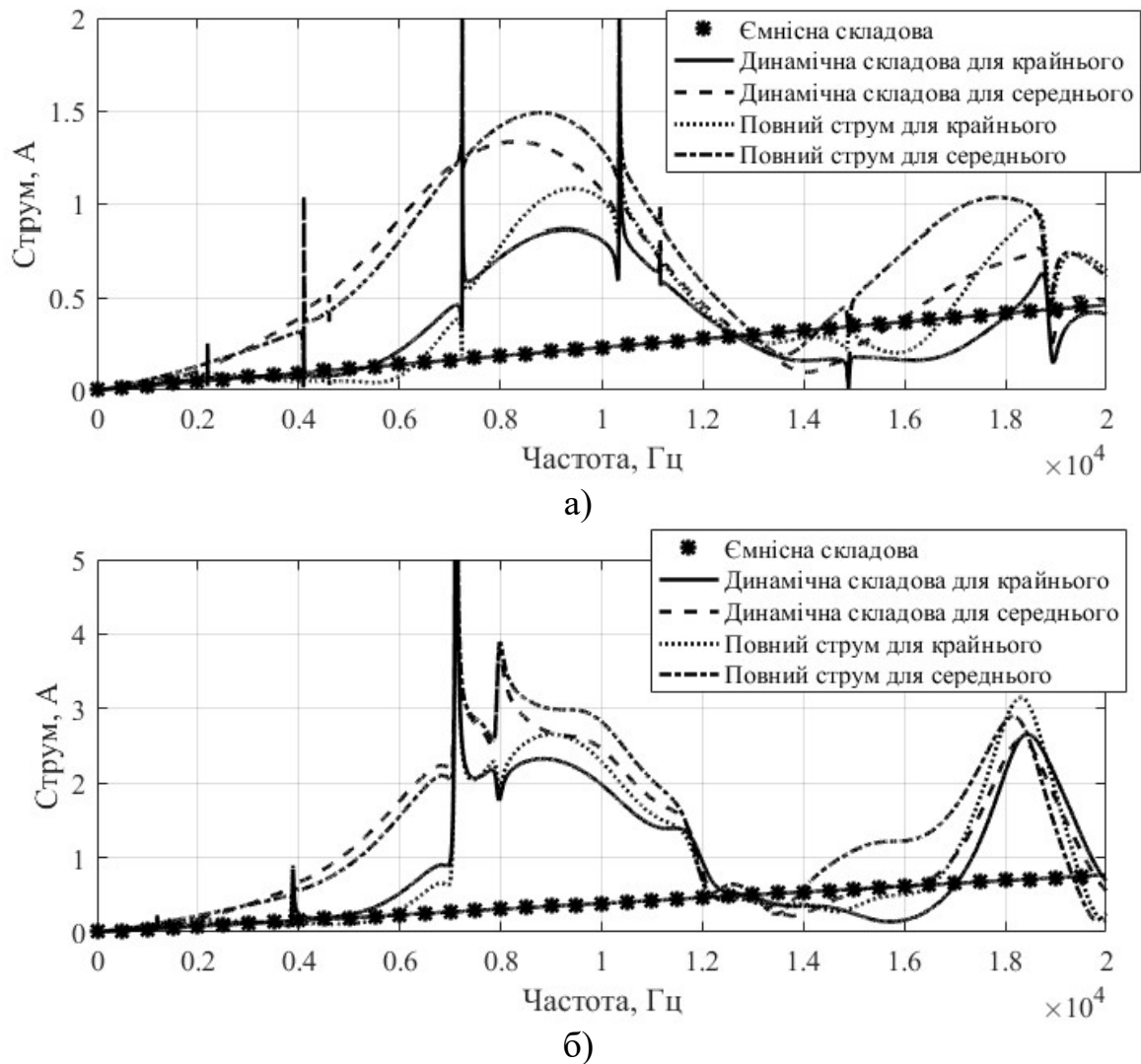


Рис. 4.20. Частотні залежності повних та динамічних струмів вакуумованих випромінювачів для значень товщини оболонки $h_s = 0,006 \text{ м}$ (а), $h_s = 0,01 \text{ м}$ (б)

Проте в кожному з досліджуваних випадків в частотній характеристиці повних струмів випромінювачів присутній резонанс великої амплітуди на початку або в середині резонансної області. Зі збільшенням товщини стінки оболонки його амплітуда зростає і для значення $h_s = 0,01 \text{ м}$ (рис. 4.20, б) більш ніж у 4 рази перевищує амплітуду основного резонансу. По-третє, як і у попередніх випадках, амплітуда ємнісної складової струму зростає пропорційно частоті та зі збільшенням товщини стінки h_s .

Аналіз кривих опорів випромінювачів, приведених на рис. 4.21, свідчить, що, збільшення товщини стінки оболонки випромінювача призводить до зменшення електричного вхідного опору випромінювача і навпаки.

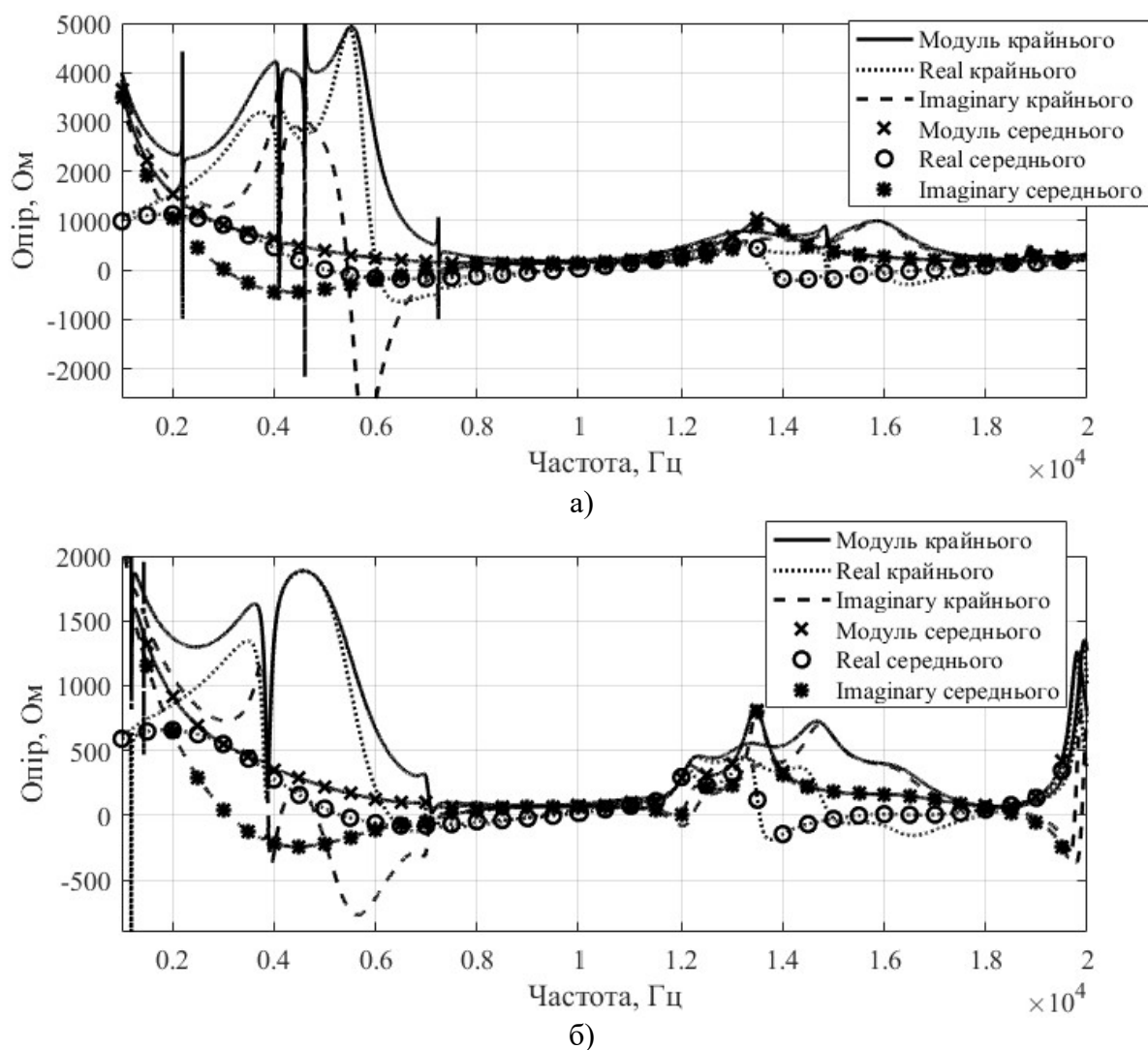


Рис. 4.21. Частотні залежності вхідних електричних опорів крайніх та середнього вакуумованих випромінювачів для значень товщини оболонки $h_s = 0,006$ м (а), $h_s = 0,01$ м (б)

На частотних характеристиках опору також спостерігається зменшення кількості додаткових вузькосмугових резонансів зі збільшенням товщини стінки оболонки випромінювача. Окрім того широкосмугові резонанси в низькочастотній та в кінці резонансної області, на відміну від випадку, коли змінювався серединний радіус оболонки випромінювача, не змінюють свого положення. Їх смуга також залишається незмінною.

В усіх розглянутих випадках існує велика різниця в частотних залежностях середнього та крайніх випромінювачів антенної решітки. Незалежно від радіусу та товщини оболонки випромінювачів характер частотної залежності крайніх випромінювачів антенної решітки є більш нерівномірним, ніж середніх.

Тепер розглянемо, як зміниться поведінка електричних полів випромінювачів планарних антенних решіток при збільшенні кількості випромінювачів у їх складі. Розрахунки проводились для решіток, що складаються з трьох, чотирьох та п'яти випромінювачів. Розрахунки проводились для наступних параметрів випромінювачів: окружна поляризація; п'єзокераміка складу ЦТБС-3; $r_{os} = 0,068 \text{ м}$; $h_s = 0,008 \text{ м}$; $\psi_0^{(s)} = 200 \text{ В}$; внутрішнє заповнення – вакуум.

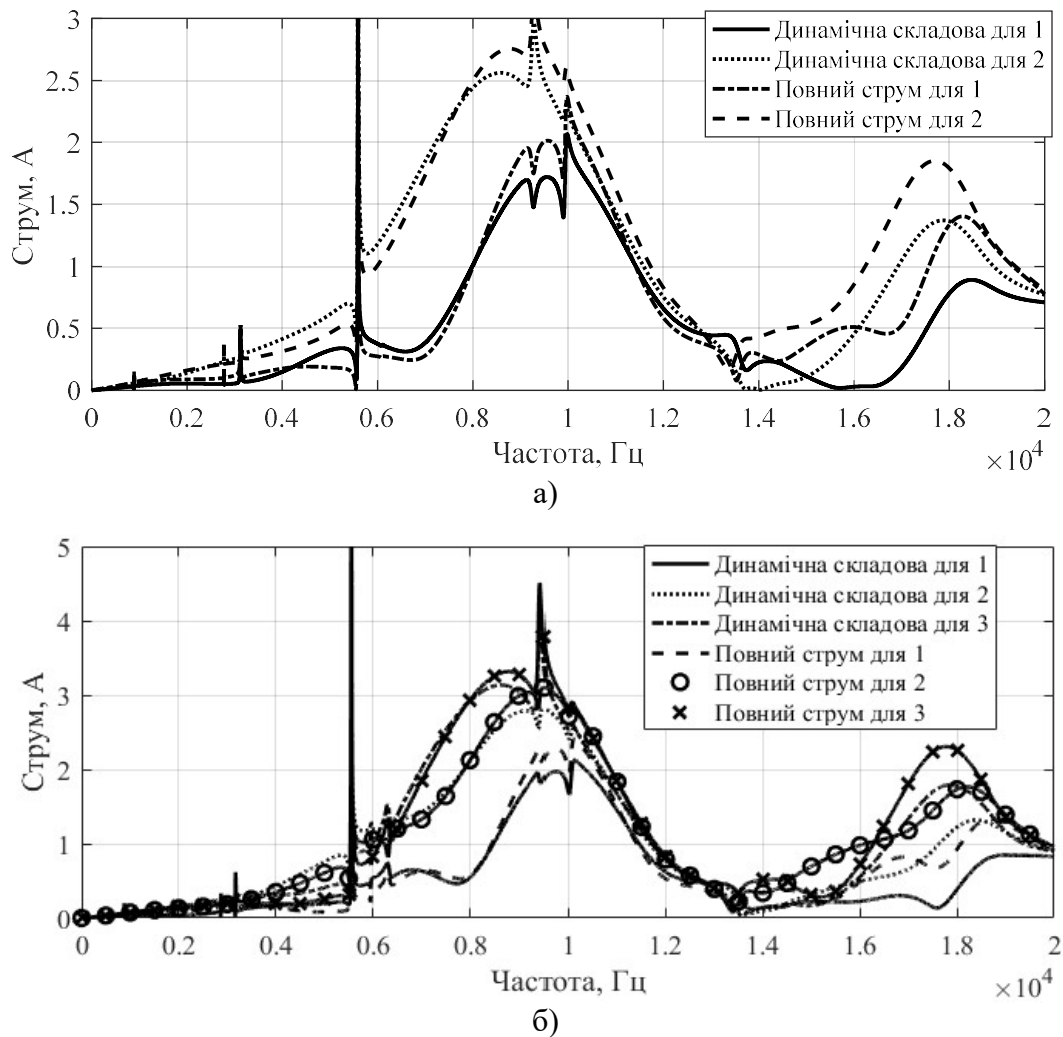


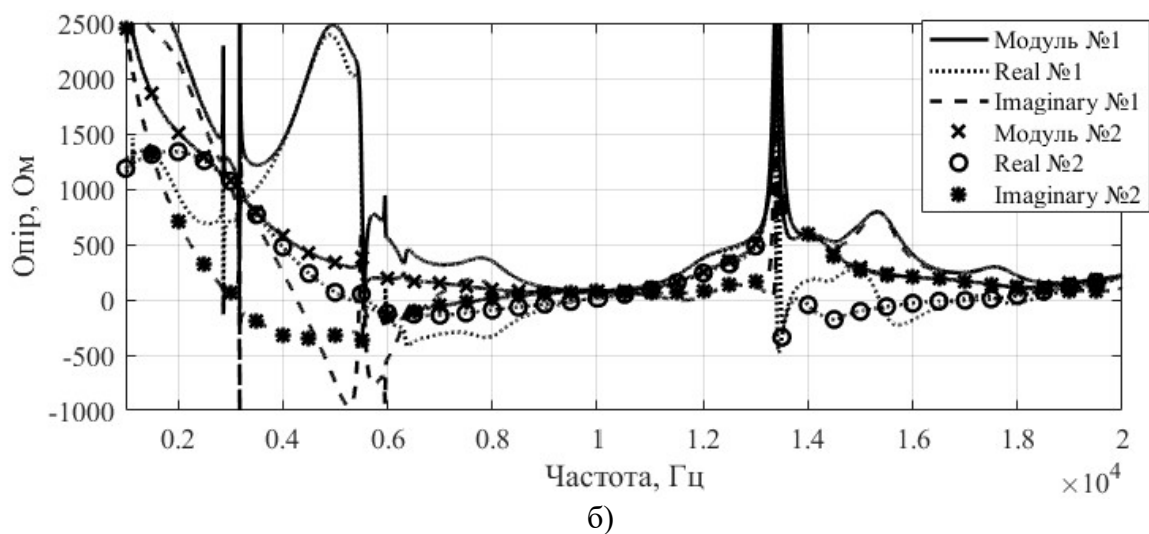
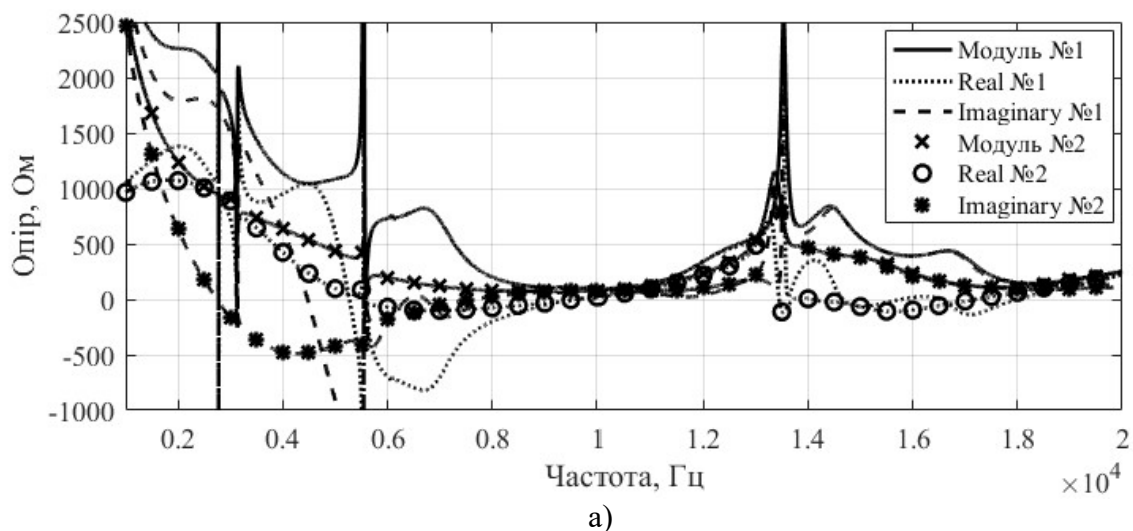
Рис. 4.22. Частотні залежності повних та динамічних струмів вакуумованих випромінювачів у складі чотирьох- (а) та п'ятиелементної (б) антенних решіток

Аналіз кривих повного та динамічного струмів на рис. 4.22 свідчить, що, по-перше, зі збільшенням кількості випромінювачів спостерігається загальне збільшення амплітуди динамічних та повних струмів випромінювачів. По-друге, як і у випадку трьохелементної решітки (рис. 4.2) частотні залежності протилежних відносно середини антенної решітки випромінювачів збігаються. Окрім того,

амплітуда струму крайніх випромінювачів вища, ніж середніх. По-третє, зростає амплітуда додаткових резонансних викидів в області резонансу.

Цікавим є той факт, що збільшення амплітуди струму при збільшенні кількості випромінювачів у складі антенної решітки не впливає на загальну амплітуду електричних опорів та їх активних та реактивних складових на вході випромінювачів (рис. 4.23).

З приведених залежностей опору видно, що як і у випадку механічних та акустичних полів частотні залежності середніх та крайніх випромінювачів суттєво відрізняються (рис. 4.23, б,в) та мають ряд особливостей. По-перше, в усіх розглянутих випадках опір крайніх випромінювачів в низькочастотній області є дуже нерівномірним та має додаткові викиди.



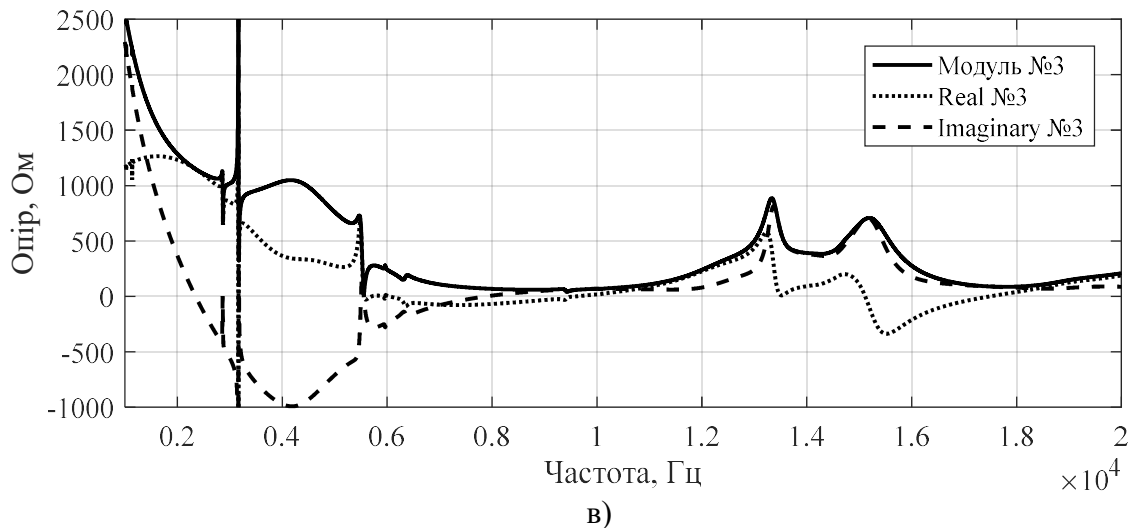


Рис. 4.23. Частотні залежності вхідних електричних опорів крайніх та середнього вакуумованих випромінювачів у складі чотирьох- (а) та п'ятиелементної (б) антенних решіток

По-друге, збільшення кількості випромінювачів у складі антенної решітки зумовлює збільшення амплітуди широкосмугових резонансних викидів опору в низькочастотних областях. При цьому їх смуга не залежить від кількості випромінювачів в решітці.

Також присутній додатковий резонансний викид великої амплітуди на межі розділу резонансної та високочастотної областей. Його амплітуда зростає зі збільшенням кількості випромінювачів у складі решітки. В той же час для випромінювачів, що розміщені в центрі симетрії антенної решітки (для трьох- та п'ятиелементної решіток) або близько до нього (чотирьохелементна решітка) виявлені ефекти виражені набагато слабкіше.

Висновки до розділу 4

На основі отриманих аналітичних виразів за допомогою методу чисельного експерименту та аналізу отриманих результатів встановлено закономірності впливу особливостей конструктивного виконання циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів, що працюють у складі планарної антенної решітки, та особливостей самої антенної решітки на характеристики їх електричних полів – частотні залежності струмів та вхідних опорів випромінювачів.

Як і у випадку дослідження механічних та акустичних полів, до особливостей конструктивного виконання випромінювачів, вплив яких досліджувався, відносяться: тип виконання конструкції – силова чи компенсована; тип заповнення внутрішньої порожнини випромінювача; склад п'єзоматеріалу, з якого виконано активний елемент випромінювача та характер його поляризації; геометричні розміри випромінювачів. До особливостей конструктивного виконання планарної антени в цілому відносяться: відстань між поздовжніми вісями випромінювачів та кількість випромінювачів у складі антенної решітки.

Дослідження електричних струмів випромінювачів у складі антенної решітки дозволяють встановити наступні загальні особливості. По-перше, ємнісні складові електричного струму у входних електричних колах випромінювачів є однаковими. Не залежно від параметрів випромінювачів антенної решітки їх амплітуда зростає пропорційно частоті, а швидкість зростання визначається лише характеристиками п'єзокерамічного матеріалу активного елемента оболонки випромінювача та його розмірами. По-друге, динамічні складові крайніх та середніх випромінювачів антенної решітки суттєво відрізняються між собою. По-третє, амплітуда та загальна форма частотної залежності повного струму визначаються співвідношенням амплітуд та формою його динамічної та ємнісної складових. При цьому характер частотної залежності динамічного струму загалом відповідає характеру частотної залежності нульової моди коливальної швидкості випромінювача.

Дослідження електричних опорів випромінювачів у складі антенної решітки дозволяють встановити наступні особливості. По-перше, для усіх випадків загальна форма електричного опору має ємнісний характер, його амплітуда спадає зі збільшенням частоти. По-друге, в усіх випадках в низькочастотній та в кінці резонансної області присутні додаткові широкосмугові резонанси ширина смуги та амплітуда яких залежить від характеристик як антенної решітки, так і випромінювачів у її складі. По-третє, в низькочастотній області частотних характеристик опору присутні вузькосмугові резонанси великої амплітуди, кількість та положення яких також визначаються характеристиками решітки, та випромінювачів у її складі. По-четверте, в частотних характеристиках опорів

випромінювачів існує ряд частот, на яких активні та реактивні складові опору набувають від'ємних значень, а реактивні змінюють характер опору – тобто він стає індуктивним. Від'ємний активний опір свідчить про те, що випромінювач антенної решітки переходить з режиму поглинання електричної енергії від свого генератора та випромінювання акустичної енергії в середовище в режим поглинання акустичної енергії з середовища та генерації електричної енергії на своєму вході. Кількість цих частот та їх положення визначається частотними характеристиками решітки та випромінювачів у її складі.

Виявлені ефекти пояснюються двома факторами. По-перше, що внаслідок порушення радіальної симетрії радіаційного навантаження випромінювачів при їх роботі у складі планарної антенної решітки відбувається генерація додаткових мод коливань. І на деяких частотах енергія, що випромінюється цими модами в зовнішнє середовище перевищує енергію, яка генерується нульовою модою коливань, на якій збуджується випромінювач антенної решітки. В цьому випадку акустична енергія зовнішнього середовища «закачується» у випромінювачі на нульовій моді його коливань. По-друге, оскільки антенній решітці є кілька випромінювачів на окремих частотах виникають ситуація, при якій окремі випромінювачі «вкачують» свою акустичну енергію в інші випромінювачі решітки знову ж таки на нульовій моді їх коливань.

Вказані ефекти можуть негативно вплинути на енергетичну ефективність планарних антенних решіток і суттєво ускладнити узгодження випромінювачів антенної решітки з їх генераторними пристроями.

ВИСНОВКИ

Основні результати дисертаційної роботи полягають в наступному.

1. В постановках задач стаціонарної гідроелектропружності відносно випромінювання гідроакустичних сигналів планарними антенами решітками, утвореними із циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів, вперше запропоновані нові розрахункові моделі, які дозволяють системно врахувати вплив конструктивних характеристик решіток та перетворювачів на їх фізичні поля, які взаємодіють між собою при випромінюванні сигналів.

2. Методом зв'язаних полів в багатозв'язних областях шляхом розв'язку наскрізних задач випромінювання гідроакустичних сигналів планарними антенними решітками, утвореними із циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів, одержані аналітичні співвідношення для опису електричних, механічних та акустичних полів решіток та їх перетворювачів. При розв'язку задач враховані взаємодія цих полів в процесі перетворення енергії, взаємодія перетворювачів в решітці між собою по акустичному полю, реакції зовнішнього та внутрішнього середовищ перетворювачів на збудження в них акустичних полів та залежність всіх перерахованих факторів від конкретних геометричних, фізичних та хвильових властивостей конструкцій решіток та перетворювачів.

3. Вперше при випромінюванні гідроакустичних сигналів планарними антенними решітками, утвореними із циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів, систематизовано з єдиних методичних позицій досліджені властивості та взаємодія між собою електричних, механічних та акустичних полів решіток і перетворювачів, встановлені якісні та кількісні закономірності впливу на них геометричних, фізичних та хвильових характеристик таких конструкційних елементів решіток і перетворювачів як розміри та склад решіток, тип конструкції перетворювачів, фізичні параметри середовища у їх внутрішньому об'ємі, розміри, склад п'єзокераміки та тип її поляризації.

4. Вперше встановлено та досліджено ряд нових фізичних властивостей планарних антенних решіток, обумовлених взаємодією полів як різної фізичної природи, так і акустичних полів перетворювачів у складі решітки, а саме:

- суттєві зміни механічних полів циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів у складі антенних решіток, порівняно з одиночним перетворювачем, в частині появи в них крім нульової, наступних мод коливань і ефективного перерозподілу між ними енергії, яка «закачується» в п'єзокерамічні оболонки перетворювачів решітки на нульовій моді їх коливань. Фізично це обумовлено взаємодією фізичних полів при перетворенні енергії перетворювачами з різними схемами їх електричного та акустичного навантажень у складі антенних решіток. При вибраному способі електричного збудження перетворювачів електричне навантаження є радіально симетричним. В той же час завдяки взаємодії перетворювачів по акустичному полю у складі планарної антенної решітки радіаційне акустичне навантаження кожного перетворювача втрачає свою радіальну симетрію і стає залежним від місця розміщення його в антенній решітці та інших конструктивних параметрів;

- розширення спектру власних резонансних частот акустичних полів решіток, обумовлене виникненням в механічних полях циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів мод коливань, наступних за нульовою. При цьому в області низьких частот з'являються додаткові резонанси, кількість яких збільшується при збільшенні кількості перетворювачів в решітці. Частоти цих додаткових резонансів в 3-5 раз нижче від частоти нульової моди коливань оболонок перетворювачів, смуги резонансних частот в (7-10) разів менші резонансної смуги оболонок перетворювачів на нульовій моді, а амплітуди акустичного поля близькі або більші її амплітуди;

- закономірності формування електричних полів перетворювачів у складі антенних решіток. До них належать залежність керування електричними струмами перетворювачів антенних решіток в їх зовнішніх ланцюгах від області робочих частот та зміна і умови змін характеристик поведінки активних та реактивних складових електричних опорів перетворювачів у складі решіток в частотних областях. В низькочастотній області ці закономірності визначаються поведінкою ємнісної і

динамічної складових повного струму, в області основного резонансу – тільки динамічним струмом, в високочастотній області – переважно ємнісним струмом. Умови зміни поведінки активного електричного опору перетворювачів виникають в тих діапазонах частот, де акустичне поле антенної решітки суттєво перевищує акустичні поля перетворювачів у складі решітки, обумовлені нульовою модою коливань перетворювачів. При цьому частина акустичного поля решітки поглинається окремими її перетворювачами і повертається знову ж таки тільки на нульовій моді в електричне поле цих перетворювачів.

5. Отримані розрахунковим шляхом дані підтверджені експериментально, що свідчить про адекватність розрахункових моделей реальним планарним антенним решіткам.

6. Практичне значення отриманих результатів полягає в наступному:

- створені можливості при виконанні проектних робіт по планарним антенним решіткам здійснювати пошук найбільш раціональних шляхів їх побудови завдяки виконанню розрахунків кількісних значень параметрів електричних, механічних та акустичних полів перетворювачів решіток в залежності від їх конкретних конструкційних характеристик: кількості перетворювачів у складі антенної решітки та відстаней між ними; типу конструкції перетворювачів та фізичних характеристик їх внутрішніх середовищ; діаметрів та товщин п'єзокерамічних оболонок перетворювачів, складу утворюючих їх п'єзокерамік та характеру їх поляризації;

- визначені умови, при яких на класичних планарних антенних решітках можливо отримати ефективне випромінювання гідроакустичних сигналів в вузькосмугових резонансах, частоти яких в 3-5 разів нижчі від власних резонансних частот оболонок циліндричних перетворювачів;

- виявлені ефекти та умови їх виникнення, при яких значно погіршується енергетична ефективність планарних антенних решіток та суттєво ускладнюється узгодженість перетворювачів у складі решіток із збуджуючими їх електронними генераторами.

Результати дисертаційної роботи впроваджені в Державному підприємстві «Київський науково-дослідний інститут гідроприладів».

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1] B. Aronov, C. Bachand и A. B. David, «Analysis of the piezoelectric properties of tangentially polarized, stripe-electroded cylinders», *J. Acoust. Soc. Amer.*, т. 129, № 1, pp. 2960-2967, 2011.
- [2] B. Aronov, A. B. David и Y. Xiang, «Analysis of unidirectional broadband piezoelectric spherical shell transducers for underwater acoustics», *J. Acoust. Soc. Amer.*, т. 131, № 3, pp. 2079-2090, 2012.
- [3] B. Aronov, «Coupled vibration analysis of the thin-walled cylindrical piezoelectric ceramic transducers», *J. Acoust. Soc. Am.*, т. 125, pp. 803–818, 2009.
- [4] B. Aronov, A. B. David и L. B. Corey, «Effects of coupled vibrations on the acoustical performance of underwater cylindrical shell transducers», *J. Acoust. Soc. Am.*, т. 122, pp. 3419–3428, 2007.
- [5] B. Aronov, «Experimental methods for investigating the acoustical interaction between transducers», *J. Acoust. Soc. Am.*, т. 119, pp. 3822-3831, 2006.
- [6] B. Aronov, O. Tetsuro и A. B. David, «Methods of experimental investigation of acoustic interaction between electroacoustical transducers in array», *J. Acoust. Soc. Am.*, т. 112, 2002.
- [7] B. Aronov, A. B. David, Y. Xiang и C. L. Bechand, «Modal analysis of the electromechanical conversion in piezoelectric ceramic spherical shells», *J. Acoust. Soc. Amer.*, т. 130, № 2, pp. 753-763, 2011.
- [8] B. Aronov, «The energy method for analyzing the piezoelectric electroacoustic transducers», *J. Acoust. Soc. Am.*, т. 117, pp. 210–220, 2005.
- [9] A. E. Babaev, A. A. Babaev и I. V. Yanchevskaya, «Influence of an oscillating circuit on the radiation of transient acoustic waves by an electroelastic cylinder», *J. Acoust. Soc. Am.*, т. 127, pp. 2282–2289, 2010.
- [10] D. D. Ebenezer и R. Ramesh, «Analysis of axially polarized piezoelectric cylinders with arbitrary boundary conditions on flat surfaces», *J. Acoust. Soc. Am.*, т. 113, pp. 1900–1908, 2003.

- [11] D. D. Ebenezer и A. Pushba, «Eigenfunction analysis of radially polarized cylindrical piezoelectric shells of finite length», *J. Acoust. Soc. Am.*, т. 102, pp. 1549-1558, 1997.
- [12] D. D. Ebenezer и R. Ramesh, «Exact analysis of axially polarized piezoelectric ceramic cylinders with certain uniform boundary conditions», *Curr. Sci.*, т. 85, № 8, pp. 1173-1179, 2003.
- [13] D. D. Ebenezer и A. J. Sujatha, «New methods to characterize radially polarized piezoelectric ceramic cylindrical shells of finite length», *J. Acoust. Soc. Amer.*, т. 102, № 3, pp. 1540-1548, 1997.
- [14] D. D. Ebenezer и A. Pushba, «Piezoelectric thin shell theoretical model and eigenfunction analysis of radially polarized ceramic cylinders», *J. Acoust. Soc. Am.*, т. 105, pp. 154–163, 1999.
- [15] O. K. Jim, K. H. Kyo и G. J. Hyung, «Radial vibration characteristics of piezoelectric cylindrical transducers», *Journal of Sound and Vibration*, pp. 1135-1144, 2004.
- [16] O. K. Jin и G. L. Jung, «Dynamic characteristics of piezoelectric cylindrical transducers with radial polarization», *Journal of Sound and Vibration*, т. 300, № 1-2, pp. 241-249, 20 February 2007.
- [17] J. Longyang, Z. Guangbing, Z. Xiaofeng, Y. Yu и L. Shuyu, «Study on tangentially polarized composite cylindrical piezoelectric transducer with high electro-mechanical coupling coefficient», *Ultrasonics*, т. 74, pp. 204-210, 2017.
- [18] P. H. Rogers, «Mathematical model for a free-flooded piezoelectric cylinder transducer», *J. Acoust. Soc. Amer.*, т. 80, № 1, pp. 13-18, 1986.
- [19] S. Sairajan, L. B. Corey, B. Aronov и A. B. David, «Analysis of electromechanical parameters of thick rings under radial, axial, and circumferential modes of polarization», *J. Acoust. Soc. Am.*, т. 132, pp. 2067–2076, 2012.
- [20] C. H. Sherman и J. L. Butler, *Transducers and arrays for underwater sound*, New York: Springer, 2007, p. 610.

- [21] М. Абрамовиц и И. Стиган, Справочник по специальным функциям, Москва: Наука, 1979.
- [22] А. Б. Ананьев, Е. А. Ананьева и А. Ю. Путилова, MATLAB для акустиков, а также всех, кто собирается создавать и обрабатывать различного рода сигналы : учеб. пособие, Киев, 2007, с. 192.
- [23] Б. С. Аронов, «О расчете пьезокерамических приемников первого порядка», *Акустический журнал*, т. 24, № 5, С. 804-810, 1988.
- [24] Б. С. Аронов, Электромеханические преобразователи из пьезоэлектрической керамики, Ленинград: Энергоатомиздат, 1990.
- [25] С. М. Балабаев и Н. Ф. Ивина, «Акустическое излучение водозаполненной пьезокерамической оболочки», *Акустический журнал*, т. 45, № 3, С. 293-300, 1999.
- [26] С. М. Балабаев и Н. Ф. Ивина, «Акустическое излучение конечных преобразователей в экране», *Акустический журнал*, т. 41, № 2, С. 181-184, 1995.
- [27] С. М. Балабаев и Н. Ф. Ивина, «Акустическое излучение цилиндрического пьезопреобразователя с внутренним твердым заполнением», *Акустический журнал*, т. 45, № 4, С. 450-453, 1999.
- [28] С. М. Балабаев и Н. Ф. Ивина, «Анализ преобразователей комбинированным методов конечных и граничных элементов», *Акустический журнал*, т. 42, № 2, С. 172-178, 1996.
- [29] С. М. Балабаев и Н. Ф. Ивина, «Компьютерное моделирование и анализ излучения цилиндрических гидроакустических антенн», *Научные труды Дальрыбвтуза*, т. 25, С. 36-49, 2012.
- [30] Р. Х. Бальян, Э. В. Батаногов и А. В. Богородский, Терминологический словарь – справочник по гидроакустике, Ленинград: Судостроение, 1989.
- [31] В. Г. Басовский, А. М. Гомилко и В. В. Мелешко, «Излучение звука жесткой открытой оболочкой конечной длины», *Акустический журнал*, т. 35, № 6, С.

983-989, 1989.

- [32] В. Г. Басовский и И. В. Вовк, «Излучение звука жесткой открытой оболочкой конечной длины, совершающей произвольные колебания», *Акустический журнал*, т. 43, № 5, С. 586-593, 1997.
- [33] В. Г. Басовский и И. В. Вовк, «Излучение звука конечной решеткой, состоящей из открытых жестких цилиндрических оболочек», *Акустический журнал*, т. 1, № 5, С. 581-590, 1998.
- [34] В. Г. Басовский, «Излучение звука конечной решеткой из открытых пьезокерамических колец», *Акустичний вісник*, т. 1, № 2, С. 3-20, 1998.
- [35] В. В. Богородский, Л. А. Зубарев, Е. А. Корепин и В. И. Якушев, Подводные электроакустические преобразователи. (Расчет и проектирование), Л.: Судостроение, 1983.
- [36] И. Н. Бронштейн и К. А. Семендяев, Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов, Москва: Наука, 1986.
- [37] И. В. Вовк и В. Н. Олейник, «Излучение звука заполненной жидкостью оболочкой с несимметричной внутринней вставкой», *Акустический журнал*, т. 40, № 2, С. 220-224, 1994.
- [38] И. В. Вовк, «Излучение звука конечной решеткой, состоящей из открытых цилиндрических пьезокерамических оболочек», *Акустический журнал*, т. 38, № 2, С. 427-424, 1992.
- [39] И. В. Вовк и В. Т. Гринченко, «Излучение звука конечным набором соосных пьезокерамических оболочек», *Акустический журнал*, т. 37, № 2, С. 258-269, 1991.
- [40] И. В. Вовк и В. Т. Маципура, «Излучение звука открытым пьезокерамическим кольцом вблизи экранов конечных размеров», *Акустичний вісник*, т. 7, № 2, С. 25-35, 2004.
- [41] И. В. Вовк и В. Т. Маципура, «Излучение звука решеткой, образованной соосными цилиндрическими пьезокерамическими оболочками с торцевыми

экранами. Часть 1. Теория», *Акустичний вісник*, т. 4, № 2, С. 11-17, 2001.

- [42] И. В. Вовк и В. Т. Гринченко, «О взаимодействии электроакустических преобразователей в антенной решетке», *Акустический журнал*, т. 42, № 4, С. 183-190, 1996.
- [43] И. В. Вовк и В. С. Коцюба, «Об одном методе управления параметрами цилиндрического пьезокерамического излучателя», *Акустичний вісник*, т. 13, № 3, С. 9-14, 2010.
- [44] В. Е. Галазанов и А. В. Михайлов, «Излучение звука цилиндрическим преобразователем, заполненным упругой средой», *Акустический журнал*, т. 50, № 4, С. 454-461, 2004.
- [45] А. Л. Гольденвейзер, Теория упругих оболочек, Москва: Наука, 1976.
- [46] И. С. Градштейн и И. М. Рыжик, Таблицы интегралов, рядов, сумм и произведений, Москва: Физматгиз, 1963.
- [47] В. Т. Гринченко, И. В. Вовк и В. Т. Маципура, Волновые задачи акустики: монография, Киев: Интерсервис, 2013.
- [48] В. Т. Гринченко и И. В. Вовк, Волновые задачи рассеяния звука на упругих оболочках, Киев: Наукова думка, 1986.
- [49] В. Т. Гринченко, А. Ф. Улитко и Н. А. Шульга, Механика связанных полей в элементах конструкций. Т.5. Электроупругость, Киев: Наукова думка, 1989.
- [50] В. Т. Гринченко, В. С. Дидковский и В. Т. Маципура, Теоретические основы акустики: учебное пособие, Киев: НТУУ "КПИ", 1998.
- [51] В. Т. Грінченко, І. В. Вовк и В. Т. Маципура, Основы акустики, Київ: Наукова думка, 2009.
- [52] А. Н. Гузь, В. Д. Кубенко и А. Э. Бабаев, Гидроупругость систем оболочек, Киев: Высшая школа, 1984.
- [53] З. Т. Гусак и А. Г. Лейко, «О частотных характеристиках электрических полей цилиндрической пьезокерамической антенны с экраном в виде незамкнутого кольцевого слоя», *Журнал нано- та електронної фізики*, т. 8, № 1, С. 1029-

1035, 2016.

- [54] А. В. Дереп, А. Г. Лейко и Ю. Я. Меленко, Основы военно-технических исследований. Теория и приложения. Т.7. Комплексная система "гидроакустическое вооружение - надводный корабль" с антеннами, размещенными в корпусе корабля, Киев: Изд. Дом Дмитрия Бураго, 2014.
- [55] Д. А. Дереп, О. Г. Лейко, Я. І. Старовойт, О. І. Нижник, З. Т. Гусак, А. В. Косяновський, О. О. Расстригін, С. М. Розгонаєв, І. В. Аверічев и Ю. Я. Меленко, «Циліндричний гідроакустичний перетворювач». Україна Патент 99064 (G01S 7/52), 12 05 2015.
- [56] Д. А. Дереп, О. Г. Лейко, О. І. Фалєєв, Я. І. Старовойт, О. І. Нижник и З. Т. Гусак, «Активно-пасивна система «Гідроакустична станція – надводний корабель»». Україна Патент 100428 (G01S 7/52), 27 07 2015.
- [57] Д. А. Дереп, О. Г. Лейко, А. О. Куцак, А. М. Кацан, О. С. Ісаєнко, О. М. Коньок, О. О. Кочарян, О. І. Джаназян, Я. І. Старовойт, О. І. Нижник и З. Т. Гусак, «Направлений циліндричний гідроакустичний перетворювач». Україна Патент 99634 (G01S 7/52), 10 06 2015.
- [58] В. С. Дидковский, А. Е. Климов, А. Г. Лейко и О. Н. Петрищев, «Радиальные колебания цилиндрической оболочки», *Электроника и связь*, № 6, С. 31-40, 2009.
- [59] В. С. Дідковський, С. М. Порошин и О. В. Коржик, Акустичні антени, Київ: НТУУ "КПІ", 2014, с. 244.
- [60] В. С. Дідковський, А. Г. Лейко и В. Г. Савін, Електроакустичні п'єзокерамічні перетворювачі, Кіровоград: "Імекс-ЛТД", 2006.
- [61] В. С. Дідковський, С. М. Порошин и О. Г. Лейко, Конструювання електроакустичних приладів і систем для мультимедійних акустичних технологій. Навчальний посібник, Київ: НТУУ "КПІ", 2013.
- [62] В. С. Дідковський, О. В. Коржик, О. Г. Лейко, С. А. Найда, С. М. Порошин и О. М. Петріщев, «Направленість інтерференційних та фокусованих акустичних

антен. Електронний навчальний посібник з грифом “Рекомендовано Методичною радою НТУУ “КПІ”, НТУУ "КПІ", Київ, 2012.

- [63] В. С. Дідковський, С. А. Найда и В. П. Овсяник, Фізична акустика, т. 10, Київ, 2009, с. 276.
- [64] Дідковський В.С. та ін., Практикум з технічної акустики, Київ: НТУУ "КПІ", 2003, с. 192.
- [65] Л. Г. Доннел, Балки, пластины, оболочки, Москва: Наука, 1982.
- [66] Е. А. Иванов, Дифракция электромагнитных волн на двух телах, Минск: Наука и техника, 1968.
- [67] А. В. Климов и А. Г. Лейко, «Дифракция звуковых волн на системе цилиндров, расположенных в незамкнутых кольцевых слоях», *Акустический журнал*, т. 25, № 5, С. 717-724, 1979.
- [68] А. С. Колчеданцев, Гидроакустические станции, Ленинград: Судостроение, 1982.
- [69] А. В. Коржик, «Амплитудно-частотные характеристики некоторых форм колебаний пьезокерамических цилиндрических приемников звука при различных видах электродирования в условиях связанности», *Акустичний вісник*, т. 12, № 3, С. 33-40, 2009.
- [70] А. В. Коржик, «Амплитудные и фазовые частотные характеристики электрических напряжений на нагрузках электродов пьезокерамических цилиндрических приемников звука при различных видах электродирования в условиях связанности», *Электроника и связь*, № 5, С. 192-196, 2010.
- [71] А. В. Коржик и Н. Ю. Филипова, «Закономерности формирования направленных свойств антенной решетки многомодовых преобразователей в присутствии электроупругого рассеивателя», *Электроника и связь*, № 2, 2011.
- [72] А. В. Коржик, «Звукопрозрачность замкнутого слоя в сквозной задаче излучения звука цилиндрическим источником нулевого порядка», *Электроника и связь*, № 4, С. 65-71, 2013.

- [73] А. В. Коржик, «Излучение звука цилиндрическим электроупругим источником нулевого порядка, который размещен в замкнутом упругом слое», *Электроника и связь*, № 5, С. 30-35, 2012.
- [74] А. В. Коржик и Ю. А. Солтановский, «Излучение звуковых волн секционированным цилиндрическим преобразователем, подключенным к длинной линии», *Электроника и связь*, № 6, С. 41-47, 2009.
- [75] А. В. Коржик и М. И. Лесечко, «Излучение звуковых волн системой секционированных цилиндрических преобразователей, подключенных к длинной линии», *Электроника и связь*, № 1, С. 54-49, 2010.
- [76] А. В. Коржик, «Исследование закономерностей акустического взаимодействия элементов антенных решеток, образованных электроупругими цилиндрическими преобразователями», *Системы обработки информации*, № 5, С. 59-66, 2010.
- [77] А. В. Коржик, Т. С. Куроедова и Н. Ю. Филлипова, «Исследование электромеханических характеристик излучающего цилиндрического пьезокерамического преобразователя с полностью электродированной поверхностью, расположенного в замкнутом кольцевом слое», *Электроника и связь*, № 1, С. 102-109, 2013.
- [78] А. В. Коржик, «Об особенностях электромеханических преобразований в приемных пьезокерамических преобразователях с разрезными электродами», *Электроника и связь*, № 2, С. 224-230, 2010.
- [79] А. В. Коржик, О. М. Петрищев и Н. Ю. Филлипова, «Осесимметричные колебания цилиндрической пьезокерамической оболочки конечной высоты», *Электроника и связь*, № 6, С. 25-29, 2011.
- [80] А. В. Коржик, «Особенности импедансных характеристик цилиндрического излучателя нулевого порядка, размещенного в замкнутом кольцевом слое», *Электроника и связь*, № 3, С. 49-54, 2013.
- [81] А. В. Коржик и Н. Ю. Филлипова, «Постановка и решение задачи о приеме звука цилиндрическим электроупругим преобразователем с полностью

электродированной поверхностью, размещенным в замкнутом волновом слое», *Электроника и связь*, № 2, С. 18-24, 2012.

- [82] А. В. Коржик, «Применение метода "сквозной задачи" к исследованию амплитудно-частотных зависимостей характеристик акустического поля приемного цилиндрического пьезокерамического преобразователя с разрезными электродами», *Электроника и связь*, № 3, С. 160-166, 2010.
- [83] А. В. Коржик, «Применение метода "сквозной задачи" к исследованию механических характеристик приемного пьезокерамического преобразователя с разрезными электродами», *Электроника и связь*, № 4, С. 155-159, 2010.
- [84] А. В. Коржик, «Фазо-частотные характеристики некоторых форм колебаний пьезокерамических цилиндрических приемников звука при различных видах электродирования в условиях связанности», *Акустичний вісник*, т. 12, № 4, С. 29-33, 2009.
- [85] А. В. Коржик и А. Г. Лейко, «Формирование характеристик направленности антенны, состоящей из двух электроупругих элементов», *Электроника и связь*, № 1, С. 45-53, 2009.
- [86] А. В. Коржик и Н. Ю. Филлипова, «Электромеханические характеристики приемного цилиндрического электроупругого преобразователя размещенного в кольцевом слое», *Электроника и связь*, № 2, С. 109-114, 2013.
- [87] О. В. Коржик, «Гідроакустичні пристрої на основі багатомодових п'єзокерамічних перетворювачів», Автореф. дис. д.т.н. проф., НТУУ"КПІ", Київ, 2012.
- [88] Ю. А. Корякин, С. А. Смирнов и Г. В. Яковлев, *Корабельная гидроакустическая техника: состояние и проблемы*, Санкт-Петербург: Наука, 2004.
- [89] В. Д. Кубенко, *Нестационарное взаимодействие элементов конструкции со средой*, Киев: Наукова думка, 1979, с. 184.
- [90] А. Г. Лейко, А. И. Нижник и Я. И. Старовойт, «Акустические свойства

цилиндрических пьезокерамических излучателей силовой и компенсированной конструкции с продольным и поперечным пьезоэффектом», *Электроника и связь*, № 6, С. 62-73, 2013.

- [91] А. Г. Лейко, З. Т. Гусак, И. В. Кандрачук и М. А. Мельниченко, «Акустические свойства цилиндрической пьезокерамической гидроакустической антенны с плоским экраном в диаметральной плоскости», *Электроника и связь*, т. 20, № 2, С. 71-78, 2015.
- [92] А. Г. Лейко, А. И. Нижник, "Информационные проблемы теории акустических, радиоэлектронных и телекоммуникационных систем IPST-2013". Тези доповідей на II науково-технічній конференції, «*Излучение звука цилиндрическим пьезокерамическим преобразователем, расположенным в кольцевом слое материала с произвольной жесткостью отдельных участков*», С. 16, Алушта, 2013.
- [93] А. Г. Лейко, А. И. Нижник и Я. И. Старовойт, «Звуковые поля пьезокерамических излучателей с различным пьезоэффектом», *Электроника и связь*, № 5, С. 50-55, 2013.
- [94] А. Г. Лейко, А. И. Нижник и Я. И. Старовойт, «К вопросу об излучении звука цилиндрическими пьезокерамическими преобразователями различной конструкции», *Электроника и связь*, № 1, С. 81-94, 2014.
- [95] А. Г. Лейко, А. И. Нижник и И. В. Кандрачук, «Механические поля цилиндрических пьезокерамических излучателей силовой конструкции, образующих планарные гидроакустические антенны», *Электроника и связь*, № 6, С. 42-50, 2015.
- [96] А. Г. Лейко и З. Т. Гусак, «Механические поля цилиндрической гидроакустической антенны с плоским экраном в диаметральной плоскости», *Электроника и связь*, т. 20, № 3, С. 87-93, 2015.
- [97] А. Г. Лейко, А. И. Нижник и Н. В. Богданова, «Особенности электромеханического преобразования энергии цилиндрическим пьезокерамическим излучателем в составе системы излучателей», *Болгарско*

списание за инженерно проектирование, С. 15-21, Апрель 2016.

- [98] А. Г. Лейко, Ю. Е. Шамарин и В. П. Ткаченко, Подводная электроакустическая аппаратура и устройства. Т.1. Подводные акустические антенны. Методы расчета звуковых полей., Киев: Аванпостприм, 2000.
- [99] А. Г. Лейко и З. Т. Гусак, «Физические поля гидроакустической антенны, состоящей из уголкового рупора и пьезокерамического излучателя с окружной поляризацией», *Электроника и связь*, т. 19, № 2, С. 102-108, 2014.
- [100] А. Г. Лейко и А. И. Нижник, «Физические поля планарных гидроакустических антенн, образованных из цилиндрических пьезокерамических излучателей», *Электроника и связь*, № 2, С. 100-106, 2015.
- [101] А. Г. Лейко, Н. Д. Гладких, А. И. Нижник и Я. И. Старовойт, «Электрические свойства цилиндрических пьезокерамических излучателей силовой и компенсированной конструкции с окружной поляризацией», *Электроника и связь*, № 3, С. 62-72, 2014.
- [102] О. Г. Лейко и М. Г. Плескач, «Випромінення звуку циліндричним п'єзокерамічним випромінювачем, розміщеним в шарі звукопрозорого матеріалу», *Електроніка і зв'язок*, т. 57, № 4, С. 175-179, 2010.
- [103] Э. И. Линевич, Перевод размерностей электромагнитных величин в механические, Артём, 2010.
- [104] В. Т. Маципура, «Излучение звука набором цилиндрических пьезокерамических излучателей», *Акустичний вісник*, т. 1, № 1, С. 58-64, 1998.
- [105] И. Н. Мощенко, Н. М. Товаровская, Н. Н. Харабаев и В. К. Яценко, «Расчет осесимметричных колебаний пьезокерамического цилиндра с тангенциальными поляризацией и возбуждением», *Инженерный вестник Дона*, № 1, 2009.
- [106] В. В. Навожилов, К. Ф. Черных и Е. И. Михайловский, Линейная теория тонких оболочек, Ленинград: Политехника, 1991.
- [107] А. И. Нижник. "КОНСОНАНС 2015". Тези доповідей акустичного симпозіуму.

«Физические поля планарных гидроакустических антенн, образованных из цилиндрических пьезокерамических излучателей с радиальной поляризацией», С. 158-163, Київ, 2015.

- [108] А. И. Нижник и А. Г. Лейко, «Частотные характеристики электрических полей цилиндрических пьезокерамических излучателей в составе плоских систем», *Журнал нано- та електронної фізики*, т. 8, № 4, С. 04012-04018, 2016.
- [109] ОСТ5.8361-86., *Аппаратура гидроакустическая. Антенны и преобразователи. Методы измерения электроакустических параметров в измерительных бассейнах.*, 1986, с. 168.
- [110] О. Є. Павлюк, Г. Д. Липовецька, Є. В. Карпенко, В. Ю. Соловей, В. С. Коцюба, О. В. Смідович, Р. О. Зацерковський, О. І. Нижник, О. С. Гурін, Ю. Я. Меленко и В. В. Білоус, «Позиційна шумопеленгаторна станція». Україна Патент 105308, 01 03 2016.
- [111] О. Н. Петрищев, Гармонические колебания пьезокерамических элементов. Часть 1. Гармонические колебания пьезокерамических элементов в вакууме и метод резонанса-антирезонанса, Киев: "АВЕРС", 2012.
- [112] И. Л. Рубанов, «О расчете параметров излучающей линейной антенной решетки», *Акустический журнал*, т. 39, С. 1142-1144, 1993.
- [113] В. Г. Савин и Ю. А. Дидусенко. «КОНСОНАНС-2011». Тези доповідей акустичного симпозіуму. «Уравнения движения тонкостенных цилиндрических пьезокерамических преобразователей с окружной поляризацией», Киев, 2011.
- [114] Г. М. Свердлин, Гидроакустические преобразователи и антенны, Л.: Судостроение, 1980.
- [115] Г. М. Свердлин, Прикладная гидроакустика, Л.: Судостроение, 1976.
- [116] И. В. Сенченко, «Рассеяние звука пьезокерамической цилиндрической оболочкой вблизи жесткой поверхности», т. 20, № 7, С. 111-114, 1984.
- [117] Е. Скучик, Основы акустики, т. 1, Москва: Мир, 1976.

- [118] М. Д. Смаришев, Направленность гидроакустических антенн, Ленинград: Судостроение, 1973.
- [119] Я. И. Старовойт и А. Г. Лейко, «Частотные свойства электрических полей цилиндрической системы пьезо-керамических излучателей с экраном во внутренней полости», *Журнал нано- та електронної фізики*, т. 8, № 4, С. 04018-04024, 2016.
- [120] Р. Д. Урик, Основы гидроакустики, Л.: Судостроение, 1978.
- [121] Н. Ю. Филлипова, «Постановка и решение задачи излучения звука многомодовым пьезоэлектрическим преобразователем, размещенным в замкнутом кольцевом слое», *Вестник Забайкальского государственного университета*, № 1, С. 74-82, 2014.
- [122] В. И. Шарапов, М. П. Мусиенко и Е. В. Шарапова, Пьезоэлектрические датчики, Ш. В.М., Ред., Москва: Техносфера, 2006.
- [123] Е. Л. Шендеров, Волновые задачи гидроакустики, Л.: Судостроение, 1972.
- [124] Е. Л. Шендеров, Излучение и рассеяние звука, Ленинград: Судостроение, 1989.
- [125] Д. А. Шляхин, «Вынужденные колебания пьезокерамического цилиндра с окружной поляризацией материала», *Вестник СамГУ*, № 1, С. 198-207, 2012.
- [126] Д. А. Шляхин, «Несвязанная осесимметричная динамическая задача электроупругости для радиально поляризованного цилиндра», *Вестник СамГУ*, № 2, С. 116-129, 2012.

Державний концерн
УКРОБОРОНПРОМ
Державне підприємство
«Київський науково-дослідний
Інститут
ГІДРОПРИЛАДІВ»



The State Concern
UKROBORONPROM
State Enterprise
«Kyiv Scientific Research
Institute
Of HYDRODEVICES»

Україна, 03035, Київ, вул. Сурікова, 3
Тел. (380-44) 239-90-18,
факс (380-44) 239-90-17
e-mail: office@hydrodevices.kiev.ua
ryba@ukrpac.net
WWW.HYDRODEVICES.KIEV.UA

3, Surikova str., Kyiv, 03035, Ukraine
Tel.: (380-44) 239-90-18,
fax: (380-44) 239-90-17
e-mail: office@hydrodevices.kiev.ua
ryba@ukrpac.net
WWW.HYDRODEVICES.KIEV.UA

06.06.17 № 2837/дм
на № _____ від _____

ЗАТВЕРДЖУЮ
Заступник директора
з наукової роботи
ДП «КНДІ Гідропріладів»
Ковальчук К.В.
« 06 » 06 2017 р.

Акт впровадження

результатів дисертаційної роботи Нижника Олександра Ігоровича «Випромінювання гідроакустичних сигналів планарними антенними решітками, утвореними із циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів» на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук за спеціальністю 05.09.08. – Прикладна акустика та звукотехніка.

Результати досліджень, викладені в кандидатській дисертації Нижника Олександра Ігоровича «Випромінювання гідроакустичних сигналів планарними антенними решітками, утвореними із циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів», використані:

- при виконанні розрахунків звукових полів циліндричних перетворювачів по контракту №15DMAC/YZD589UA від 28.08.2015 р. з КНР;
- при виконанні розрахунків звукових полів антенних решіток судових станцій по контракту №HKMS20150821-1 від 01.08.2015 р. КНР.

Головний конструктор контракту
№15DMAC/YZD589UA

Кервник проекту контракту
№HKMS20150821-1



В.С. Коцюба

К.В. Ковальчук

Лістинг програми вирішення системи рівнянь, що описують роботу триелементної планарної антенної решітки, утвореної із циліндричних п'єзокерамічних перетворювачів з окружною поляризацією в Matlab.

```
%=====
%ВХІДНІ ПАРАМЕТРИ
%=====
r0 =;%Серединний радіус
h =;%товщина
N =;%кількість призм
U =;%різниця потенціалів, що підводиться до обкладок перетворювача
%=====
%Параметри п'єзокераміки
с33 =;%модуль пружності
с11 =;%
d33 =;%п'єзомодуль
d31 =;%
eps =;%діелектрична проникність
roK =;%густина п'єзокераміки
е31 =;%п'єзоконстанта
е33 =;%
r1 = r0+h/2; r2=r0-h/2;%зовнішній та внутрішній радіуси
ro = 1000; с =1500;%параметри зовнішнього середовища (вода)
ro2 = 1.27; с2 = 330;%параметри внутрішнього середовища (повітря)
%=====
%Відстань між поздовжніми вісями перетворювач
r12 =;
r23 = r12;
r13 = 2*r12;
r21 = r12; r32=r23;
r31 = r13;
%=====
%Кутові співвідношення між перетворювачами
phi12=0; phi13=0; phi23=0;
phi21=phi12+pi; phi31=phi12+pi; phi32=phi12+pi;
%=====
%Частотний діапазон для розрахунку (Гц)
Freq=20000;
F=1:Freq;
%=====
%Границі усічення
K=-10:10;
%=====
%ПОБУДОВА СИСТЕМИ РІВНЯНЬ
%=====
%Визначення констант
alf = r0^2/с33;
bet = h^2/(12*r0^2)*(1+(d33^2)*с33/eps);
Qnm = eye(length(K))*2*pi;%Константа домноження
%=====
%Розрахунок кутової частоти та хвильових чисел
om = 2*pi.*F;%кутова частота
k1 = om/с;%хвильове число зовнішнього середовища
k2 = om/с2;%хвильове число внутрішнього середовища
%=====
%Розрахунок вільного члена системи
C1 = [zeros(1,floor(length(K)/2)) 1 zeros(1,floor(length(K)/2))]*N*е33*U/с33;
%=====
```

```

%Цикл по частоте
%=====
for f=1:length(F)
    for n=1:length(K)
        dJ(n)=besselj(K(n)-1,k2(f)*r2)-K(n).*besselj(K(n),k2(f)*r2)/(k2(f)*r2);
        R(n)=( (bet*K(n).^3+K(n)).^2-(1+bet*K(n).^4-
            om(f)^2*alf*roK).*((1+bet)*K(n).^2-om(f)^2*alf*roK))./((1+bet)*K(n).^2-
            om(f)^2*alf*roK);
        for m=1:length(K)
            ddH(m)=besselh(K(m)-1,k1(f)*r1)-K(m).*besselh(K(m),k1(f)*r1)/(k1(f)*r1);
            dbJ(m)=besselj(K(m)-1,k1(f)*r1)-K(m).*besselj(K(m),k1(f)*r1)/(k1(f)*r1);
%=====
A11(n,m)=(Qnm(n,m).*(R(n)./li/c.*ddH(n)+...
li*om(f)*alf*ro/h.*besselh(K(n),k1(f)*r1)-...
li*om(f)*alf*ro2/h*c2/c.*ddH(n)./dJ(n).*besselj(K(n),k2(f)*r2)))./ddH(n);

A12(n,m)=2*pi*(besselh(K(m)-K(n),k1(f)*r12).*exp(li*(K(m)-K(n))*phi12)*...
((R(n)./li/c.*dbJ(n)+li*om(f)*alf*ro/h.*besselj(K(n),k1(f)*r1)-...
li*om(f)*alf*ro2/h*c2/c.*dbJ(n)./dJ(n).*besselj(K(n),k2(f)*r2)))./ddH(m);

A13(n,m)=2*pi*(besselh(K(m)-K(n),k1(f)*r13).*exp(li*(K(m)-K(n))*phi13)*...
((R(n)./li/c.*dbJ(n)+li*om(f)*alf*ro/h.*besselj(K(n),k1(f)*r1)-...
li*om(f)*alf*ro2/h*c2/c.*dbJ(n)./dJ(n).*besselj(K(n),k2(f)*r2)))./ddH(m);

%=====
A21(n,m)=2*pi*(besselh(K(m)-K(n),k1(f)*r21).*exp(li*(K(m)-K(n))*phi21)*...
((R(n)./li/c.*dbJ(n)+li*om(f)*alf*ro/h.*besselj(K(n),k1(f)*r1)-...
li*om(f)*alf*ro2/h*c2/c.*dbJ(n)./dJ(n).*besselj(K(n),k2(f)*r2)))./ddH(m);

A23(n,m)=2*pi*(besselh(K(m)-K(n),k1(f)*r23).*exp(li*(K(m)-K(n))*phi23)*...
((R(n)./li/c.*dbJ(n)+li*om(f)*alf*ro/h.*besselj(K(n),k1(f)*r1)-...
li*om(f)*alf*ro2/h*c2/c.*dbJ(n)./dJ(n).*besselj(K(n),k2(f)*r2)))./ddH(m);

A22(n,m)=(Qnm(n,m).*(R(n)./li/c.*ddH(n)+li*om(f)*alf*ro/h.*besselh(K(n),k1(f)*r1)-...
li*om(f)*alf*ro2/h*c2/c.*ddH(n)./dJ(n).*besselj(K(n),k2(f)*r2)))./ddH(n);

%=====
A31(n,m)=2*pi*(besselh(K(m)-K(n),k1(f)*r31).*exp(li*(K(m)-K(n))*phi31)*...
((R(n)./li/c.*dbJ(n)+li*om(f)*alf*ro/h.*besselj(K(n),k1(f)*r1)-...
li*om(f)*alf*ro2/h*c2/c.*dbJ(n)./dJ(n).*besselj(K(n),k2(f)*r2)))./ddH(m);

A32(n,m)=2*pi*(besselh(K(m)-K(n),k1(f)*r32).*exp(li*(K(m)-K(n))*phi32)*...
((R(n)./li/c.*dbJ(n)+li*om(f)*alf*ro/h.*besselj(K(n),k1(f)*r1)-...
li*om(f)*alf*ro2/h*c2/c.*dbJ(n)./dJ(n).*besselj(K(n),k2(f)*r2)))./ddH(m);

A33(n,m)=(Qnm(n,m).*(R(n)./li/c.*ddH(n)+li*om(f)*alf*ro/h.*besselh(K(n),k1(f)*r1)-...
li*om(f)*alf*ro2/h*c2/c.*ddH(n)./dJ(n).*besselj(K(n),k2(f)*r2)))./ddH(n);

        end;
    end;
%=====
%Формування матриці коефіцієнтів
Main=[A11 A12 A13; A21 A22 A23; A31 A32 A33];
Const=[C1 C1 C1];
Const=rot90(Const);
%Вирішення системи
X=Main\Const; %Шукані коефіцієнти
XL(f,:)=X;
%=====
%Виділення коефіцієнтів в окремі масиви для кожного з перетворювачів
for n=1:length(X)
    if n<=length(X)/3
        X1(n)=X(n)./ddH(n);

```



```

        XL1(n,f)=X(n)./ddH(n);
    else
        if (n>length(X)/3 && n<=length(X)*2/3)
            X2(n-length(X)/3)=X(n)./ddH(n-length(X)/3);
            XL2(n-length(X)/3,f)=X(n)./ddH(n-length(X)/3);
        elseif n>length(X)*2/3
            X3(n-length(X)*2/3)=X(n)./ddH(n-length(X)*2/3);
            XL3(n-length(X)*2/3,f)=X(n)./ddH(n-length(X)*2/3);
        end
    end
end
end
end

```